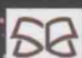
望远镜技术与天文测天

● 胡企千 著

WANGYUANJING JISHU YU TIANWEN CETIAN





东南大学出版社
SOUTHEAST UNIVERSITY PRESS

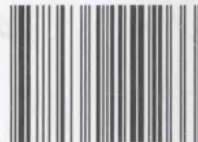
WANGYUANJING JISHU YU TIANWEN CETIAN

望远镜技术与天文测天



● 胡企千 著

建议上架 天文测天



ISBN 978-7-5641-5026-6

9 787564 150266

定价：59.00元

责任编辑 韩小亮
责任印制 张文礼
封面设计 顾晓阳

望远镜技术与天文测天

胡企千 著

东南大学出版社
·南京·

图书在版编目(CIP)数据

望远镜技术与天文测天 / 胡企千著. —南京:东南大学出版社,2014.6

ISBN 978-7-5641-5026-6

Ⅰ.①望… Ⅱ.①胡… Ⅲ.①天文望远镜—基本知识 ②天文观测—基本知识 Ⅳ.①TH751 ②P12

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2014)第 123917 号

望远镜技术与天文测天

出版发行	东南大学出版社
社　　址	南京市四牌楼 2 号(邮编:210096)
出 版 人	江建中
责任编辑	韩小亮
经　　销	全国各地新华书店
印　　刷	南京玉河印刷厂
开　　本	787mm×1092mm 1/16
印　　张	18.75
字　　数	367 千字
版　　次	2014 年 6 月第 1 版
印　　次	2014 年 6 月第 1 次印刷
书　　号	ISBN 978-7-5641-5026-6
定　　价	59.00 元

本社图书若有印装质量问题,请直接与营销部联系,电话:025-83791830。

序

自从伽利略将望远镜用于天文观测和研究以来，已有400多年的历史，人类对地球和宇宙空间的认识逐步深入，从月亮、行星、太阳等天体的表面细节，到河外星系、微波背景辐射、中子星、脉冲星、黑洞等天文现象，并在此基础上，建立起太阳系天体的运行规律、万有引力定律、相对论、恒星演化理论和大爆炸宇宙模型等现代天文理论。这些天文成就，使人类对自然的认识有了质的飞跃。同时，天文学还与人们的生产、生活、科研、国防等有密切关系，因此天文学也是一门实用的科学。

观测和数据是天文研究的基础，在天文学取得的成就中，天文仪器与天文技术起到至关重要的作用。新中国成立不到十年，就创建了中科院南京天文仪器厂(后更名为中科院南京天文仪器研制中心)，它成为我国唯一的专门从事天文仪器研制的科研基地。半个多世纪以来，它从无到有，自力更生，成功研制了以2.16 m口径天文望远镜为代表的200余台重要的科学级天文观测仪器，为我国天文事业作出了重要的贡献。

2001年，中科院南京天文仪器研制中心转制为中科院南京天文仪器有限公司，逐步建立起现代企业管理制度，单位的科研、生产实力进一步增强，独立或合作研制成功1 m口径北斗导航系统卫星激光测距望远镜、1.2 m口径近地天体望远镜、90 cm口径人造卫星望远镜、空间碎片探测望远镜、神舟系列飞船监测望远镜、车载光电望远镜、车载人造卫星激光测距望远镜等一系列重要天文仪器，在我国天文仪器的研究、制造领域，占有重要的地位。

本书作者胡企千研究员长期在中科院南京天文仪器研制中心从事天文仪器研制工作，取得了丰硕的研究成果，多次获得国家、中科院、江苏省科技

奖。近年来公司邀请他参与产品研制和人才培训方面的工作，为了给研究生和青年科技人员授课，作者精心撰写了系统的讲稿，这些讲稿不但对天文仪器研制工作有重要作用，而且对其他大型精密光机设备的研制也有重要的参考价值，因此我们建议将其加工整理，成书出版，以飨读者。

“望远镜技术和天文测天”的主要篇幅是讲述天文望远镜的设计原理，全书的内容系统而严谨，许多是作者本人的独立研究成果；同时也用相当的篇幅，结合天文望远镜，介绍了天文测天的基本原理，因此又具有一定的趣味性。该书图文并茂，深入浅出，有利于读者学习理解。

希望更多的同行参与天文仪器理论和实践的交流，为我国天文事业的更大发展而携手努力。

中科院南京天文仪器有限公司董事长　王永

2013 年 12 月 8 日于南京

前　　言

天文望远镜技术，包括总体和结构设计，是一门涉及数学、光学、力学、结构分析、结构优化以及精密机械设计的综合性技术。在国内外望远镜的研制过程中已有大量的技术文献发表和相关专著出版，其中特别令人感兴趣的是最近十多年来伴随着新一代地面和空间天文望远镜的突飞猛进的发展而产生的相关技术和文献。

但是现有相关论著对于实际工程人员可能有两方面的不足：一是在原理性叙述上多简单地引述结果和公式，另一方面又较少结合具体设计实践。本书试图在这些方面有所弥补，即既要讲透原理，又要有实际设计例子。这可以说是本书的基本特点。

本书着重于原理，特别是几何原理的分析。望远镜技术复杂多样、千变万化，但仔细分析起来最根本的原理只是几何关系，加上一点点光的折射和反射、胡克定律、热平衡等物理原理，而其中最重要的、用得最多的仍然是几何关系。几何形状、几何关系、几何分析是人类最重要的形象思维，也是望远镜设计的根本；设计的成败、好坏在一定意义上取决于设计者的形象思维的能力。如本书对天球坐标转换的分析采用直角坐标而非球面三角学的工具，对波动光学空间频率的分析引入直观的几何解释，等等，就是为了最大限度地调动读者的形象思维，减少其学习和理解难度。另外，本书也给出一些设计方法和实例，因此特别适合有工科背景的读者。

本书的另一个特点是用一定篇幅介绍某些天文测天原理和天文仪器随天文学发展的历史，其目的是让天文仪器工作者了解天文仪器对天文学的实际意义，从而有更加明确的工作方向。

特别应指出，本书的出版得到中科院南京天文仪器有限公司的大力支持。该公司由中科院南京天文仪器研制中心转制而来，长期以来为我国的天文仪器事业作出过重要贡献。转制以来，在研制人员组织和培养、产能发展以及设备更新等方面更上一层楼，一个最明显的例子是能够磨制大型非球面镜，直径达 1.8 m，面型精度达五十分之一波长。本书部分内容就是作者参与该公司研制工作的成果。

本书的撰写过程中朱庆生帮助审稿，张勇、徐钦贵等提供过资料，章海鹰给予电脑技术上的帮助，在此一并表示感谢。

本书可作为有关专业的工程技术人员和研究生的参考书。

作者水平有限，错误和疏漏难免，恳请读者和同行批评指正。

胡企千

2013 年 11 月 20 日于南京

目　　录

第一章　天体测量和天体测量仪器

1.1　概述

天文学是一门既古老而又年轻的科学。说它古老是因为在几千年前，人们为了掌握时间、日期、季节和年代的规律，就已经开始了对太阳和月亮的观测，说它年轻是因为广袤而神秘的宇宙空间不断地提出新的问题，天文学始终处于活跃的科学前沿阵地。

作为自然科学的重要分支，天文学研究的意义可归结为两点：

(1) 为人类的生活、生产和科研等活动提供服务，例如授时、编历、导航、人造卫星轨道计算、大地测量以及空间气象(包括太阳爆发预报) 等。

(2) 认识自然规律，特别是宇宙形成和运行的规律。

人类对自然规律的认识是不断深化的，地心说和日心说，开普勒三定律，万有引力定律，银河系和河外星系的发现，宇宙膨胀，地外文明探索，等等。

天文观测始终离不开科学技术的发展，反过来天文学的发展又带动了有关科技的发展。例如，数学中的"角度" 概念和球面三角学就是从天文学中产生的；天文望远镜的发展促进了光学技术、光谱分析术、精密计时仪器和CCD 技术的发展。特别是热核反应理论就是首先在太阳观测研究上得到验证的。

本章试图结合天文学的发展来叙述天文仪器和天文望远镜的发展历史。

1.2　古代天体测量方法

1.2.1　中国古代天体测量方法

中国古代天文仪器有圭表、日晷、浑仪、简仪、漏壶等。

1. 圭表

圭表由直立的表和沿子午线水平放置的圭两部分组成。它除了能测定太阳过中天的时刻(正午)、夏至、冬至和回归年长度外,还可测定黄、赤交角 ε 和地理纬度 φ,原理见图 1。设表高为 h,夏至时影长为 AB,冬至时影长为 AC,由几何关系得:

$$\varepsilon=\frac{1}{2}\left[\arctan\left(\frac{AC}{h}\right)-\arctan\left(\frac{AB}{h}\right)\right]$$

$$\varphi=\arctan\left(\frac{AC}{h}\right)-\varepsilon$$

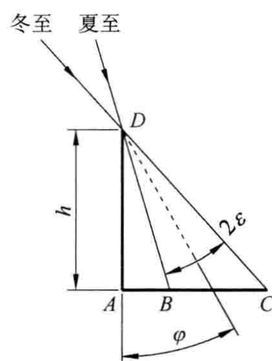


图 1　圭表测量原理

中国存留最早的圭表在河南登封的周公测景台。《周礼》中有这样的记载:垒土为圭,立木为表,测日影,正地中、定四时。相传 3 000 年前,周公姬旦(周文王第四子)在阳城(今河南登封告成镇)设立了测景台,现存唐代"周公测景台"石碑一块。所谓"正地中"是指古人认为,如某地 8 尺高的表夏至影长 1 尺 5 寸,则在大地的中央,登封正好能满足这一条件。

周公测景台遗址的主要建筑是元朝郭守敬(1231—1316)所建的圭表(观星台,图 2)。表身似一城楼,上置一横木,高 9.75 m,相当于仪器指标;圭身由青石平铺而成,长 31.19 m,上有通长水沟一条,灌水后可验圭面水平度。为了提高表影的清晰度,郭守敬发明了一种叫"景符"的装置。景符为一可移动的铜片,中有小孔,置于表端横木在圭面上的投影之前,利用小孔成像原理,同时获得横木和太阳的像。测量时调整景符位置,使得横木像平分太阳像,就可准确测定影长,精度可达 ±2 mm。

郭守敬的圭表还能观测一般天体过中天时的天顶角,方法是采用一种

叫“窥几”的附属设备用人眼对天体直接观测，当天体、横木、人眼成一直线时测量“投影”长度。

郭守敬是我国古代著名的天文学家兼水利专家，他总共建立了27座观测台，研制和改进了浑仪、经纬仪、日晷和简仪等天文仪器；他编制的授时历的回归年长度为365.242 5日，与精确值相比误差仅26秒。另外，他在球面三角算法方面也有一定的成就。鉴于他在天文学上的成就，1981年在北京召开的国际天文学会年会上将一颗小行星命名为“郭守敬星”，中国自主研制的大天区面积多目标光纤光谱天文望远镜也被命名为“郭守敬望远镜”。

另一个典型意义的圭表陈列于紫金山天文台，该仪器用黄铜制造，建造年代为1439年。



图2　郭守敬观星台

2. 日晷

日晷与圭表类似，也是在太阳照射下观测标杆(称为“晷针”)影子的仪器，不同的是它的晷面有两维刻度，可以读出一日之内的时间(图3)。日晷按晷针方向的不同分为地平式的(晷针指向天顶)和赤道式的(晷针指向天极)两种。另外一种为球面日晷，其晷面为一凹球面，其上刻有赤道或地平坐标网，河南登封的周公测景台博物馆中有一台“仰仪”，即为一种球面日晷(图2右下方)。

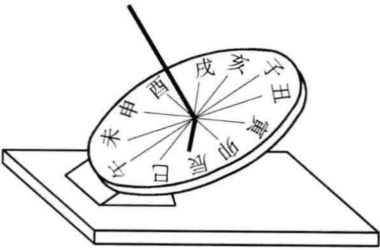


图3　日晷

3. 浑仪

浑仪相当于多轴望远镜，是古代重要的天体测量仪器。只不过当时还没有望远镜，人眼通过一根叫“窥管”的细长管子直接瞄准天上的星。窥管两端可沿外围环圈滑动而使其绕环圈中心转动（相当于望远镜的第二转轴）；而环圈通过一对外伸小轴安装在更外层的环圈中（相当于望远镜的第一转轴），这样就构成了一个坐标系的转动自由度。该环圈之外还有更大的两个环圈，环圈之间都用一对外伸小轴连接。如果将里面两轴固定，则窥管可沿第二个坐标系转动。浑仪出现于汉朝，随后结构越来越复杂，唐代的浑仪有多重轴系，包括子午环、地平环、赤道环和白道环等（图 4）。

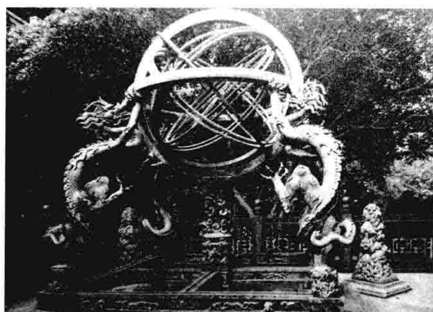


图 4　浑仪

4. 简仪

由于浑仪轴系复杂、环圈多、挡光多，并且操作不便，观测受到较大限制。元朝郭守敬将其简化，保留了赤道环和地平环，并将其拆分为两个独立的部分，称为“简仪”（图 5），这是他的主要的科技贡献之一。

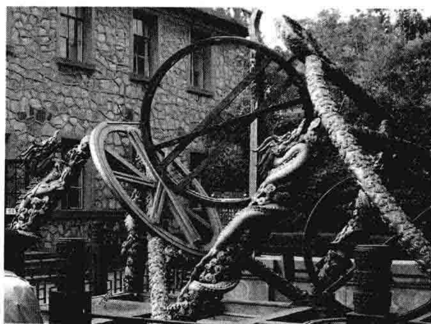


图 5　简仪

1.2.2　外国古代天体测量方法

1. 测量地球半径

古希腊的埃拉托斯特尼(公元前276—前195)于夏至日在塞恩(今阿斯旺)和亚历山大城两地同时观测太阳(图6),当太阳光照到塞恩的垂直深井底部时(天顶角 $z_1 = 0$),在亚历山大城测得太阳的天顶角为 $z_2 =$ 圆周(360°)/50,然后由两地之间的距离和天顶角求出地球周长为3.9万千米。这在当时条件下精度可谓惊人之高。

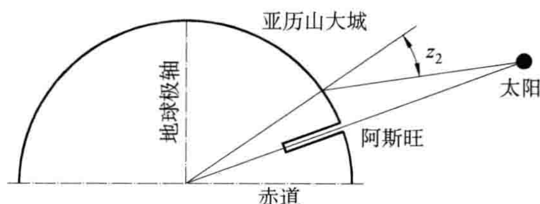


图6　古希腊测量地球半径的方法

2. 子午象限仪

象限仪是有90度刻度盘的测量天顶角或高度角的仪器,子午象限仪在子午面内安装。象限仪一般用金属制造,上装可转动的窥管或准星,用以瞄准目标星,后来改用望远镜。16世纪,丹麦天文学家第谷在汶岛上建立了星堡天文台,并研制了一系列的天体测量仪器,其中有所谓"大墙象限仪"(图7)。该仪器的90度铜制刻度圈安装在南北方向的墙体上,读数可精确到10角秒,观测者通过可在刻度圈上滑动的瞄准器和位于圆心处的小窗口瞄准天上的星,一个助手读出钟面时刻,另一位助手记录观测结果。

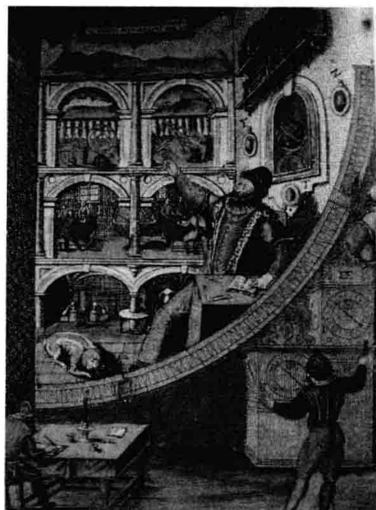


图7　第谷大墙(子午)象限仪

3. 活动象限仪

用于天文研究的活动象限仪可绕垂直轴（方位轴）转动，从而可以观测子午面以外的星。

另一种活动象限仪是小型手持象限仪，因有 90 度度盘，也称为“四分仪”，主要用于航海定向、定时。观测时将仪器的一条边对准目标星，用悬挂重锤或瞄准地平线的方法在度盘上读出刻度，以测得高度角。类似仪器有 60 度度盘的，称为“六分仪”。

第谷用作天文观测的六分仪安装在万向关节上，可以观测任意天区（图 8）。该仪器的圆弧靠近观测者，圆心指向天空，由两人同时观测，其中一人调整仪器方向，用一条固定边（半径）瞄准已知位置的参考星，另一人用活动半径瞄准观测星，由此测出两颗星之间的角度。

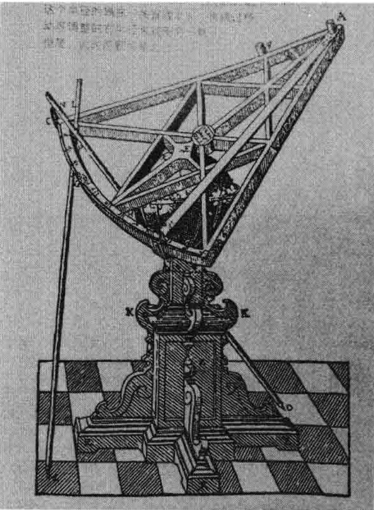


图 8　第谷六分仪

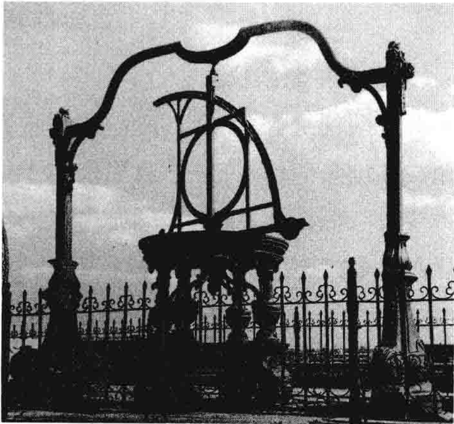


图 9　地平经纬仪

4. 地平经纬仪

地平经纬仪是在装有方位轴的象限仪的基础上装上方位度盘而成的仪器，实际上就是现代兼有方位度盘和高度度盘的经纬仪，只是当时还没有发明望远镜，用准星瞄准而已。在中国北京古观象台中有这类仪器（图 9）。

5. 古希腊伊巴谷的天体测量成就

古希腊伊巴谷（一译喜帕恰斯，公元前 190— 前 125）是伟大的天文学

家,他的主要成就是:

1）通过两地同时观测日食算出月地距离为 59 ～ 67 $\frac{1}{3}$ 个地球半径。

2）测得回归年长度为$\left(365\frac{1}{4}-\frac{1}{300}\right)$日。

3）编制了包括1 025颗恒星的星表(位置和亮度),并首先提出“星等”概念,按亮度大小将其分为 6 等,这成为后人制定星等标准的基础。

4）创立了三角学和球面三角学。

1.3　近代天体测量方法,三角视差测量

近代天体测量采用三角视差测量方法,这与大地测量中的“前方交会”方法属于同一概念。前方交会就是已知三角形的一条边(边长称为基线）和其上两个内角求第三个点的坐标的方法。

1.3.1　周日地平视差和太阳系内天体距离的测量

如图 10,在同一子午圈上的 A 点和 B 点同时观测过中天时的天体 S,分别测得天顶距 z_1 和 z_2,则有

$$\frac{\sin P_1}{R}=\frac{\sin(180^\circ-z_1)}{D}=\frac{\sin z_1}{D}$$

$$\frac{\sin P_2}{R}=\frac{\sin z_2}{D}$$

式中,R 为地球半径,P_1、P_2 为天体对观测点地球半径的张角,D 为天体到地心的距离。

如天体绕地球球心转动到 S' 而构成直角三角形 OAS',则有

$$\sin P_0=\frac{R}{D}$$

由以上 3 式得

$$\sin P_1=\sin P_0\sin z_1$$

$$\sin P_2=\sin P_0\sin z_2$$

$$\sin P_0 = \frac{\sin P_2 - \sin P_1}{\sin z_2 - \sin z_1}$$

因为角度 P_1 和 P_2 很小，所以如用弧度表示，则

$$\sin P_1 \approx P_1, \sin P_2 \approx P_2$$

而由图示关系有

$$P_1 = z_1 - z'_1, P_2 = z_2 - z'_2$$

$$z'_2 - z'_1 = \varphi_2 - \varphi_1$$

φ_1 和 φ_2 分别为两地地理纬度，最后得

$$\sin P_0 = \frac{(z_2 - z_1) - (\varphi_2 - \varphi_1)}{\sin z_2 - \sin z_1}$$

P_0 称为“周日地平视差”，它与天体距离的关系是

$$D = \frac{R}{\sin P_0}$$

一个成功例子是法国的拉卡伊和拉朗德于 1752 年分别在好望角和柏林两地同时观测，测得月球的周日地平视差为 57′。

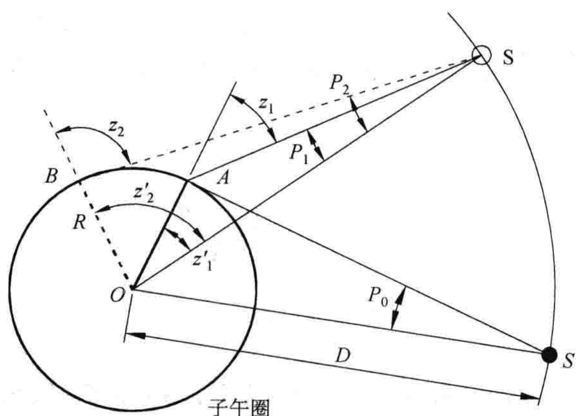


图 10　周日地平视差测量

关于地球半径 R，自古以来已被用三角测量方法测得，例如，在同一子午圈的已知相隔距离(弧长）的两点同时观测某一过中天时的天体，测得天顶距，就可以求出 R。现代用卫星大地测量方法获得了更加精确的数据。测量结果表明，地球呈椭球状，赤道半径比两极半径大 21 km。因此用周日地平视差测量天体距离时仍然误差较大。

1.3.2　太阳视差和日地距离(天文单位)的精确测量

日地距离是一个重要的天文常数，称为“天文单位”。日地距离的精确测量，得先测定行星(或人造天体)到地球的距离，再根据天体力学理论求出日地距离，最后得到太阳视差。测定行星距离的传统方法是三角视差方法，后来发明了雷达测距和激光测距，精度大为提高，例如1969年激光测月的误差仅为8 cm。

如图11，太阳、地球和某行星成一直线，地球和行星离太阳的距离分别为a和a_1，太阳和行星的周日地平视差分别为$P_\odot$和P。由图示关系得

$$R = a\sin P_\odot = (a_1 - a)\sin P$$

因P很小，所以可以作如下近似：

$$P_\odot \approx \left(\frac{a_1}{a} - 1\right)P = \left[\left(\frac{T_1}{T}\right)^{\frac{2}{3}} - 1\right]P$$

这里应用了开普勒第三定理，即行星公转轨道的长半径与公转周期的关系。T和T_1分别为地球和行星的公转周期，较容易测定；P在行星离地球最近时测定。

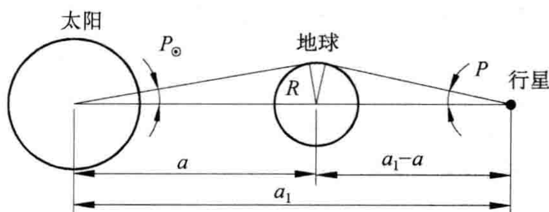


图11　日地距离的测量

1930年14国24个天文台用经典三角视差测量方法对太阳和小行星433号进行联测，再经过琼斯的大量计算分析，最终测得太阳视差为8″.790(±0″.001)。

1970年到1974年，美国麻省理工学院和喷气推进实验室应用雷达天文测距方法，获得更精确的太阳视差数据。在此基础上，1976年国际天文联合会将太阳视差8″.794 148确定为天文常数。

1.3.3　周年视差和较近恒星距离的测量

测量太阳系外的恒星距离要用到尺度比地球半径更大的基线，即日地

距离，以日地距离为直角边的视差称为周年视差。在地球公转轨道上相隔半年的两个点上观测同一颗星，而以遥远得多的星空为参考背景，就能测得该星的周年视差 π(图 12，以角秒为单位)。因为恒星非常遥远，距离 r 和周年视差 π 之间有如下关系：

$$r = 206\,265'' \frac{a}{\pi''} = \frac{1}{\pi} \text{ 秒差距}$$

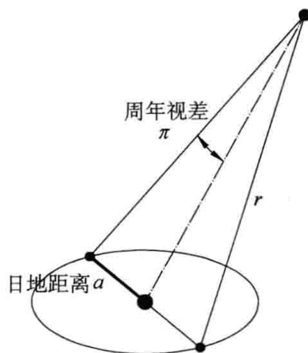


图 12　周年视差

式中，a 为日地距离(天文单位)，是恒星距离的一种单位，而“秒差距”为恒星距离的另一种单位，等于周年视差 1″ 所对应的恒星距离(以天文单位为单位)。如某颗恒星的周年视差为 0.5″，则距离等于 2 秒差距。

$$1 \text{ 秒差距} = 206\,265 \text{ 天文单位} = 3.26 \text{ 光年}$$

19 世纪后期，天文学家对织女星、天鹅座 61 星等恒星进行了周年视差的测定，但精度较低。20 世纪以来，由于大口径长焦距的望远镜以及照相术的应用，使周年视差测定的精度达到了百分之几角秒。

1.4　近代天体测量和仪器

1.4.1　星表和天文常数

星表是记载天体各种参数(如位置、运动、星等和光谱型等)的表册。恒星在天球上的位置(角度)的测量是比较直接的，自古以来，天文学家一直在用各种仪器进行着观测；而天体的距离可以用上述三角视差等方法来测定；随着科学技术的发展，先进的光度测量、光谱测量以及更高精度的天体距离测量(如射电和光学测距、甚长基线射电干涉测量等)等方法用于天文观测，为高精度星表的编制提供了依据。大视场望远镜和照相机、光度计、光谱仪相结合的观测技术加速了星表工作。

天文常数是用于编算天文年历和计算天体位置的与地球有关的常数，如

地球赤道半径	地球扁率	光速
地心引力常数	黄赤交角	岁差常数
回归年长度	太阳视差	章动常数

星表和天文常数不但是天文观测（如找星）和天文研究的重要依据之一，同时也为航运和编制历书等人类活动提供了服务。

1.4.2　时间和纬度测量

1. 地球自转运动的不均匀性

地球自转不是绝对的匀速转动，主要反映在以下 3 个方面。

1）岁差和章动

太阳和月亮对地球赤道隆起部分的吸引力使地球自转轴绕黄极（黄道面的垂直轴）不断旋转。这种运动的长周期现象（进动）称为岁差，周期为 26 000 年；短周期现象称为章动（图 13），月球轨道面位置的变化是引起章动的主要原因。岁差和章动使得天极和天赤道平面缓慢地摇摆，相应地作为黄、赤交点的春分点也会在黄道上做周期运动，每年向西移动 50″.2。因恒星的赤径的起点就是春分点，赤纬的起点就是天赤道，所以岁差和章动会影响恒星的位置，这就是所有星图或星表的恒星位置都要写明相应年代的原因。图 14 表示北天极绕黄极的周期运动。

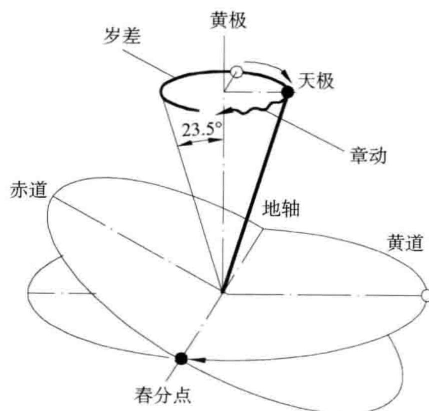


图 13　岁差和章动

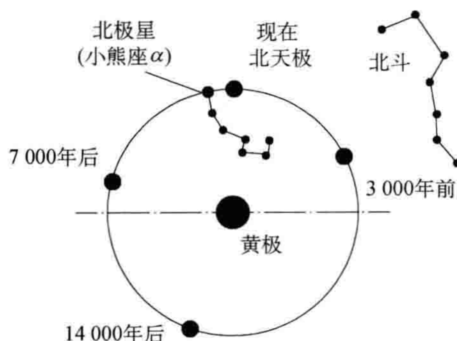


图 14　岁差引起的北天极的周期运动

2）*极移*

极移是地球自转轴相对于地球几何形体的位移，它会引起地面上各点的纬度、经度和方位角发生变化。极移的周期有 14 个月和 1 年两种，变化范围约为 0.4″。

19 世纪末天文学家已经发现地极相对于地面位置不断地在微小变化。1884—1885 年，美国天文学家钱德勒测得了极移周期。1895 年，国际上成立了纬度服务组织（ILS）。1960 年，该组织发展为国际极移服务组织（IPMS），有 20 多个国家参加。

3）*地球自转速度不均匀*

实际天文测量表明，地球自转速度是不均匀的，这会影响到时间的准确度。

从 18 世纪后半叶开始，天体测量方法逐渐用于与人类活动息息相关的时间和纬度的研究，这种天文工作称为“时间和纬度服务”，一直延续到 20 世纪中期。在此期间研发了大量的天测仪器。

2. 天文学中的“时间”概念

时间在天体测量中是一个重要概念。常用的时间有恒星时和平太阳时两种。

时间计量对于人类活动，如交通（航海、航空和陆地交通）、通信、军事和有关科研工作等方面有非常重要的意义。18 世纪末，以地球自转和公转为依据的“平太阳时”开始被采用。1884 年，国际子午线会议决定把格林尼治天文

台所在的子午线作为时间和经度计量的起点，并将地球划分为东西各 12 个时区，零时区为西经 7.5° 到东经 7.5°，东、西第 12 时区重合。1928 年，国际天文学联合会决定，由格林尼治平子夜起算的平太阳时称为“世界时”。

1）恒星时

恒星时是以恒星周日运动为依据而制定的时间。春分点（黄道和赤道的一个交点）在天赤道上转动一周为恒星时 24 h（图 15），春分点在上中天瞬间为恒星时 0 时。恒星时即为春分点的时角 $t_{春分点}$，或者等于恒星的赤经 α 和时角 t 之和，公式表示如下：

$$\underset{恒星时}{S} = \underset{春分点时角}{t_{春分点}} = \underset{恒星赤经}{\alpha} + \underset{恒星时角}{t}$$

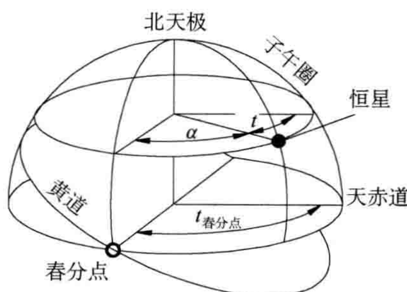


图 15　春分点和恒星时

2）平太阳时

平太阳是天球上一个假想的点。它在赤道上以太阳平均角速度匀速转动，其赤经接近太阳黄经。平太阳在赤道上转动一周为平太阳时 24 小时。

3）平太阳时和恒星时的相互转换

由恒星时求平太阳时：

$$平太阳日 = \frac{366.242\ 2}{365.242\ 2}恒星日 = \underset{时、分、秒同样计算}{(1+\mu)\ 恒星日}$$

差数 μ：

$$\mu = \frac{1}{365.242\ 2}\left(\frac{平太阳日}{恒星日}\right) = 9.856\ 5\left(\frac{平太阳秒}{恒星时}\right) = 0.164\ 3\left(\frac{平太阳秒}{恒星分}\right)$$

由恒星时求平太阳时：

$$恒星日 = \frac{365.242\ 2}{366.242\ 2}平太阳日 = \underset{时、分、秒同样计算}{(1-\nu)\ 平太阳日}$$

差数

$$\nu=\frac{1}{366.2422}\left(\frac{\text{恒星日}}{\text{平太阳日}}\right)=9.8296\left(\frac{\text{恒星秒}}{\text{平太阳时}}\right)=0.1638\left(\frac{\text{恒星秒}}{\text{平太阳分}}\right)$$

以上分析尚未考虑岁差的影响，岁差会使春分点缓慢地移动，从而也会影响恒星时，一个真恒星日比地球自转周期约短 0.01 s。

4）世界时、区时，用区时推算恒星时

天文观测时采用恒星时，用北京时间推算恒星时的公式为：

$$\text{恒星时}=\underbrace{S_0+(\text{北京时间}-8)(1-\nu)}+\lambda$$

S_0：格林尼治子夜的恒星时（天文年历可查）
$S_0+(\text{北京时间}-8)(1-\nu)$：格林尼治现在的恒星时
λ：当地经度（以恒星时为单位）

20 世纪上半叶，随着时间工作精度提高，天文学家发现了地球自转的不均匀性，从而动摇了以地球自转为基准的计时体系。1967 年以铯原子能级跃迁为依据的原子时开始应用。

1.4.3　时纬测量仪器

配合时间纬度工作，发展了一系列的天体测量仪器，如光电等高仪、照相天顶筒等。当时，中国北京天文台天津纬度站、上海天文台、陕西天文台和武汉测量与地球物理研究所等科研单位都开展了测时测纬工作。南京天文仪器厂（现中科院南京天文光学技术研究所和南京天文仪器有限公司）在有关天文台站的配合下研制了一系列的天测仪器。下面简单介绍几种用于时纬服务工作的天测仪器。

1. 中星仪

中星仪是精确测定恒星过中天（观测站子午圈）时刻的一种天测仪器（图 16），也称子午仪，由丹麦人罗默于 1684 年发明。1890 年，德国科学家列普索尔特发明了超人差接触测微器，从而提高了中星仪的测量精度。1946 年，前苏联科学家巴甫洛夫发明了能自动记录恒星通过子午圈时

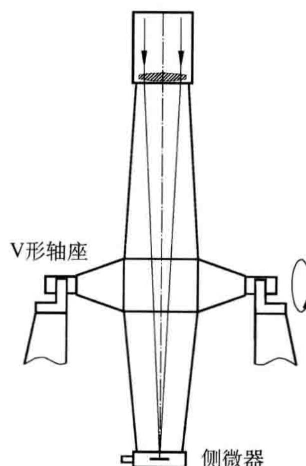


图 16　中星仪

刻的光电中星仪，测时精度提高到 0.012 s。用中星仪的观测成果可以求得恒星钟的钟差（确定世界时）、恒星赤经和基本天文点的经度。

中星仪由望远镜、测微器、寻星度盘、挂水准器、太尔各特水准器以及机架等部分组成。望远镜一般为折射式的，口径 70 ～ 100 mm，焦距 650 ～ 1 000 mm。中星仪只有一根高度轴，应严格处于东西水平方向，而望远镜的光轴应严格与之垂直，这样才能保证子午圈观测精度。为了改正高度轴的倾斜，其上挂有一个格值约 1″、能估读到 0.1″ 的水准器。高度轴的结构一般采用“运动学”式的，即两端高精度圆形轴颈搁置在 V 形槽内，为了消除望远镜的视准误差和挂水准器的零点误差，采用“正倒镜”的观测方式，即两次观测之间要将高度轴抬高，水平转动 180° 后再放下。

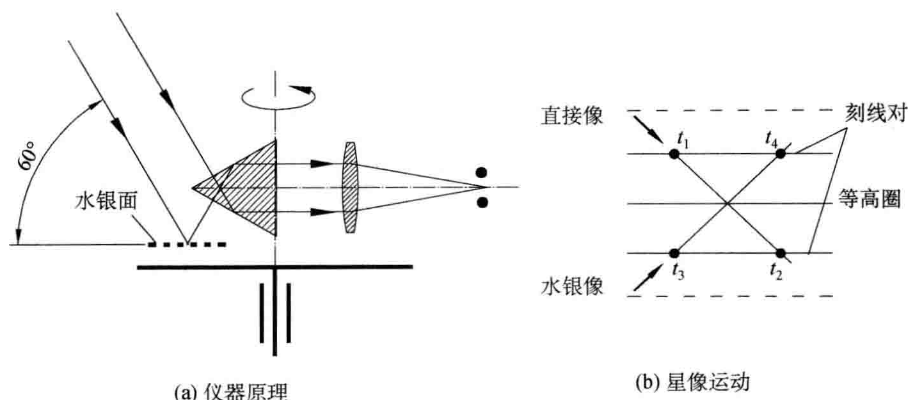
2. 棱镜等高仪和光电等高仪

1808 年，高斯创立了同时测定钟差和纬度的多星等高法。1899 年，法国天文学家克洛德发明了棱镜等高仪（图 17a）。棱镜等高仪记录一组（三颗以上）位置已知的恒星在不同方位相继通过一个固定天顶距（等高圈）的时刻，即可算出其所在点的经度和纬度。1951 年，法国天文学家丹戎发明了超人差棱镜等高仪和光电等高仪，精度达到 0″.17。

棱镜等高仪的工作原理是以一块标准棱镜作为折射元件，星光进入仪器后分为两路：一路经水银面反射进入棱镜，一路直接进入棱镜，两路光同时经望远镜成像于焦面。棱镜的角度设计保证了观测星只有到达等高圈时，从棱镜出射的两束光才严格平行，因而在望远镜焦面上能重合为一个像点（图 17b）。棱镜等高仪的特点是观测精度主要依赖于棱镜角度的稳定性，而不需要高精度的轴系、度盘和水准器。

20 世纪中发展了以光电倍增管为接受元件的光电等高仪，该仪器在望远镜焦面上设置一光栅，当观测星穿过等高圈时，直接星像和水银星像都经过光栅，而由光电倍增管记录随时间变化的亮度信号。为了提高测量精度，光栅由透射和反射相间隔的线条组成，透射像和和反射像都有信号记录，并作平均。由这些信号最后可计算出两个星像会合的精确时刻，获得更高的精度。中科院南京天文仪器厂于 1972 年研制成功 1 型光电等高仪，在此基础上，又于 1974 年研制成功 2 型光电等高仪，后者采用真空镜筒，可以消除大

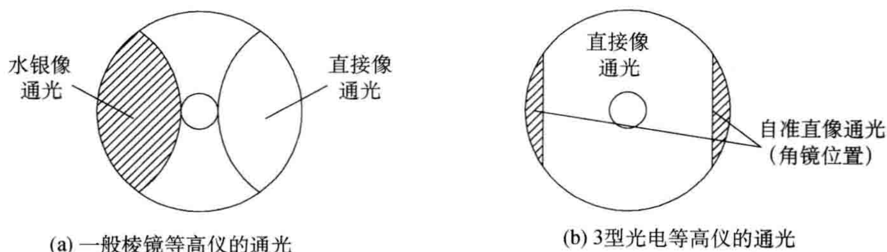
气折射和镜筒内空气反常折射引起的误差,精度达到 0″.13。



(a) 仪器原理　　(b) 星像运动

图 17　棱镜等高仪

一般棱镜等高仪的光瞳要被直接光路和水银反射光路分享,因此光能量损失较大(图 18a)。为了突破这种限制,该厂后来又研制了 3 型光电等高仪。它用一块倾斜 45° 的大平面镜来代替棱镜,其两侧各胶合一块很小的"角镜",供"自准直-水银基准系统"作反射镜用。自准直-水银基准系统用来检测由于望远镜机械误差所产生的等高圈误差,并反馈到光学校正系统对星像位置做实时校正,用以取代一般棱镜等高仪的水银光路。这样,由 45° 平面镜进入仪器的大部分光线可用于直接成像光路,自准直系统所占据的光瞳尺寸大为减小(图 18b),从而提高了观测星等。该仪器的另一改进是 45° 平面镜可以调整角度使得仪器可用若干不同的等高圈工作。与此相应,自准直系统可利用角镜的不同的反射面进行切换。该仪器的第三个改进是设置"高度跟踪光阑",将背景天光限制在 200 平方角秒以内,以提高信噪比。3 型光电等高仪的工作原理以及 2 型光电等高仪的真空镜筒原理由中科院原南京天仪中心的胡宁生提出。

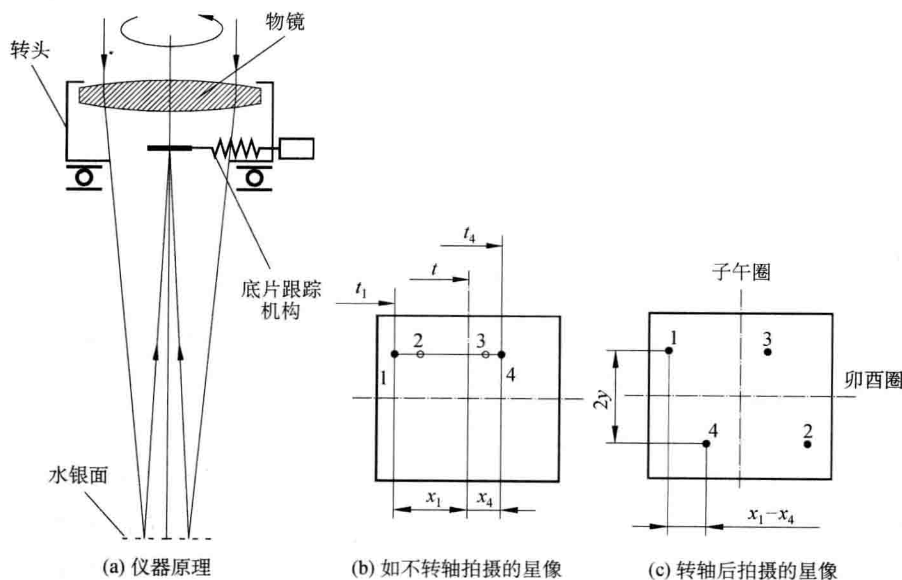


(a) 一般棱镜等高仪的通光　　(b) 3型光电等高仪的通光

图 18　两种等高仪有效通光的比较

3. 照相天顶筒

照相天顶筒也是可以同时测时测纬的仪器，由美国的罗斯于 1911 年发明(图 19a)。该仪器分转头、筒体(机架) 和水银盘三大部分，其中转头上方为折射物镜，下方为可跟踪的底片盒。照相天顶筒的特点是只观测天顶附近的星，星光经过物镜后到达水银面，再反射到照相底片上成像。水银反射面是照相天顶筒的测量基准。照相天顶筒对每颗星的观测要进行 4 次，中天前后各两次。为了消除视准误差等因素，每次观测后转头要旋转 180°。该仪器的缺点是可观测的星数量较少，优点是结构简单，物镜口径可以比较大(最大到 400 mm)，观测星等较高(可达 11 等)。中科院南京天文仪器厂于 20 世纪 70 ～ 80 年代先后研制了两台照相天顶筒，分别用于时、纬工作和星表工作。



(a) 仪器原理　　(b) 如不转轴拍摄的星像　　(c) 转轴后拍摄的星像

图 19　照相天顶筒

照相天顶筒底片测量原理如下：以中天前后的像点 1、4 为例，如转头未转，则如图 19(b) 所示，像点 1 到子午线的距离为 x_1，记录时刻为 t_1，像点 4 到子午线的距离为 x_4，记录时刻为 t_4，设星像在焦面上移动的速度为 k，则有

$$x_1 + x_4 = k(t_4 - t_1)$$

星像过子午线时刻为

$$t = \frac{t_4 + t_1}{2} + \frac{x_1 - (x_1 + x_4)/2}{k} = \frac{t_4 + t_1}{2} + \frac{x_1 - x_4}{2k}$$

实际上转头转过了 180°，则如图 19(c) 所示，$x_1 - x_4$ 可以在底片上量得。

对像点 2 和 3 用同样方法处理，最后得到星过中天的时间的平均值。

另一方面，由南北方向的距离 $2y$ 和已知星的赤纬可以算得观测点的地理纬度。

1.5 现代高精度天体测量技术

20 世纪 60 年代到 90 年代，射电天文技术突飞猛进，从单天线观测到综合孔径望远镜，到甚长基线干涉仪，分辨率从几十分提高到毫秒量级，彻底改变了天体测量的面貌。

1.5.1 综合孔径射电望远镜

用于天体测量的射电波长(厘米、毫米) 比光学观测波长大几个量级，因此即使用 100 米射电望远镜观测，分辨率也要大到几十角分。20 世纪 50 年代英国剑桥大学的赖尔开始研究用多台射电望远镜干涉的方法。射电干涉与恒星光干涉的基本原理是一样的，参见第 3 章叙述，但在信号传输和相关处理方面不一样。射电干涉中，各单元收集的信息以电信号为形式，可用电缆传输到相关处理器处理(图 20)，后来还发展到用“微波接力”，这要比光干涉的信息处理容易实现。综合孔径射电望远镜为若干台射电天线按两维排列的干涉阵，其中部分天线可以移动位置，以改变基线的组合；基线(望远镜之间的距离) 跨度为几千米到几十千米，也称为“射电长基线干涉阵”。基线长度越大，分辨率越高，综合孔径射电望远镜分辨率可达 1″ 到 0″.1 量级。综合孔径射电望远镜由赖尔发明，他因此荣获 1974 年的诺贝尔物理学奖。国际上有代表性的综合孔径射电阵见下表。

名称	简称	建成年代	数量×口径	规模	分辨率
剑桥大学综合孔径射电望远镜		1971	8×ϕ13 m	基线跨度 5 km	1″
美国甚大阵	VLA	1980	27×ϕ25 m	Y 形，臂长 21 km	0″.05
澳大利亚综合孔径射电望远镜	ATCA	1988	6×ϕ22 m	最长基线 6 km	

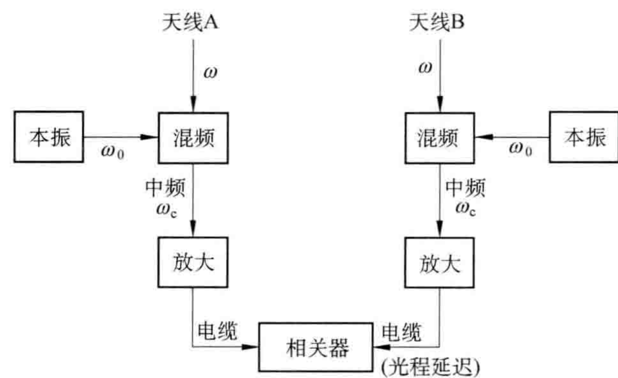


图 20　射电长基线干涉原理

1.5.2　甚长基线干涉阵

甚长基线干涉阵是基线更长的射电干涉阵，如美国的 VLBA 的天线布局从东边一直伸展到夏威夷，欧洲的 VLBI 甚至与中国上海的 25 m 天线联网。如此长的基线使得干涉阵的分辨率进一步提高到毫秒量级，但不可能再用电缆或微波传输了。甚长基线干涉的原理是：首先将各单元接收的信号与稳定的本地振荡混频而获得频率较低的中频信号，然后连同高精度的原子钟信号一起记录于磁带上，最后用计算机进行相关处理(图 21)。这是对直接干涉方法的重大突破。下表为有代表性的两例甚长基线干涉阵。

名称	简称	建成年代	数量×口径	基线跨度	分辨率
欧洲甚长基线干涉测量网	VLBI	～1990	ϕ14 m～305 m 共 18 台	＞10 000 km	～0.″001
美国甚长基线干涉阵	VLBA	1993	10×ϕ25 m	8 600 km	～0.″001

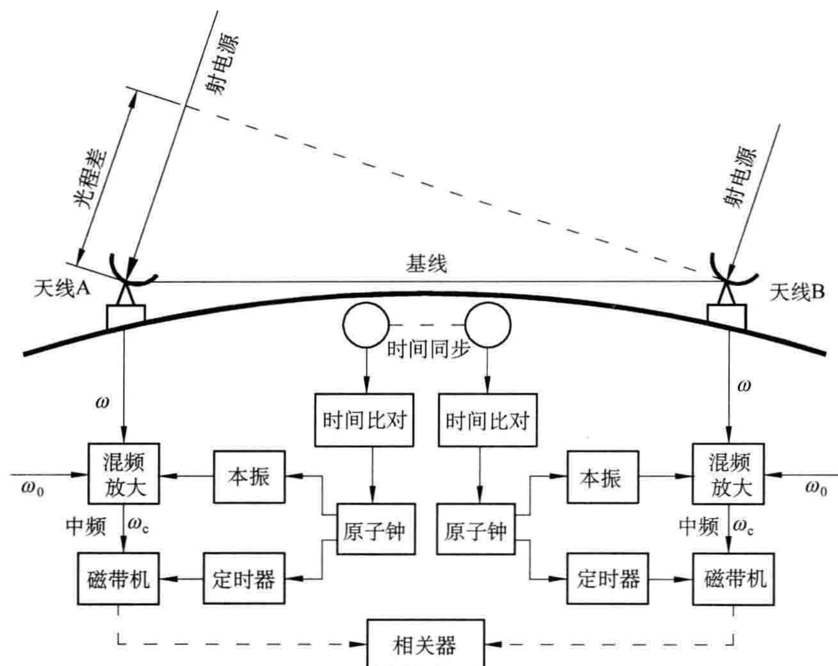


图 21　射电甚长基线干涉原理

1.5.3　天体测量新时代

甚长基线干涉仪的出现大大推动了天体测量的发展。20 世纪 70 至 80 年代，美国喷气推进实验室、戈达德航天中心、国家大地测量局等单位各自采用甚长基线干涉仪的观测资料编制和刊布了定位精度达毫秒级的河外射电源表。由于其定位精度远高于光学星表的精度，1988 年召开的国际天文学联合会第 20 届大会上通过决议，决定建立由河外射电源为基准的天球参考系。另一方面，空间天文在天体测量中也发挥了重要作用，1989 年欧洲航天局发射的“伊巴谷”天体测量卫星，测定了 12 万颗恒星的位置，精度高达 0″.002。这样，传统的光学天测仪器终于退出历史舞台。虽然如此，前文叙述的相关方法仍然值得后来的天文仪器工作者揣摩和借鉴。

第二章　天文望远镜发展简史和天体物理探测

2.1　望远镜发展简史

2.1.1　早期的折射望远镜

一般认为，望远镜是由荷兰眼镜商里帕席(H. Lippershey) 于 1608 年发明的。

1609 年，意大利天文学家伽利略制成一架望远镜(图 1)，物镜为凸透镜，口径 4.4 cm，焦距长 1.2 m，目镜为凹透镜，放大率 33 倍。伽利略用它来观测月亮、太阳、恒星和银河系，发现了木星卫星，并测定了太阳黑子周期。

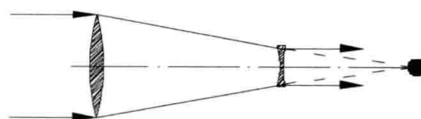


图 1　伽利略望远镜光路

1611 年德国天文学家开普勒发明开普勒望远镜(图 2)。相比于伽利略望远镜，开普勒望远镜的特点是目镜设置在物镜焦点之后，且为凸透镜，观测物体呈倒像。其优点是在物镜焦点处可放置十字丝，作为瞄准参考线。

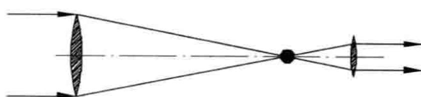


图 2　开普勒望远镜光路

由于当时消除单色像差和色差的光学技术尚未发明，所以望远镜需采用很长的焦距，图 3、4 所示为两个例子。

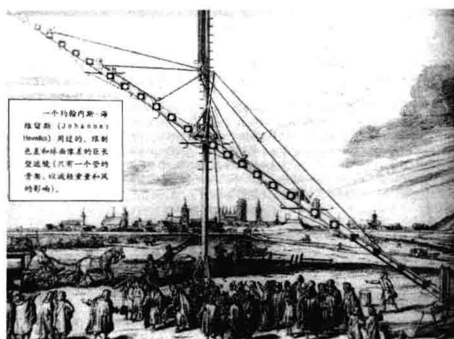


图 3　约翰内斯·海维留斯的超长望远镜

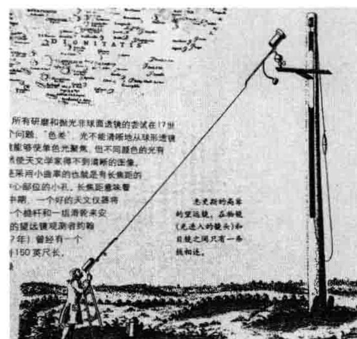


图 4　惠更斯的高架望远镜

这一时期望远镜的特点是：透镜为单透镜，材料为一般玻璃，口径很小，镜筒较长，用简单结构架设，没有转动轴系。

2.1.2　早期的反射式望远镜

1. 格雷戈里望远镜(图 5a)

相比于折射系统，反射系统有不存色差的优点。1663 年，英国数学家格雷戈里(J. Gregory) 最早设计了反射式望远镜，其主镜面形为抛物面，副镜面形为椭球面。星光经主镜、副镜反射后再折回主镜中孔，于主镜后面成像。由于副镜起放大作用，并且采用折叠光路，因此用较短的镜筒可获得较长的系统焦距，并且焦点位于镜筒后端，方便了观测。该设计可以消除球差，但不能消除彗差和轴外像差，因而视场较小（几角分）。格雷戈里委托伦敦的一家光学公司来制造，但由于当时工艺水平的限制，没有制成实用的产品。格雷戈里望远镜的一个特点是副镜位于主焦点之后，故而可以在主焦点上设置视场光阑或分划板。现代反射式太阳望远镜多采用格雷戈里系统，在主焦点上安装镀有反射膜的 45° 反射镜，反射镜中间开有小孔以便于观测太阳的一个局部区域，而将大部分不观测区域的光线反射出镜筒，以降低焦面附近的温度，提高像质。

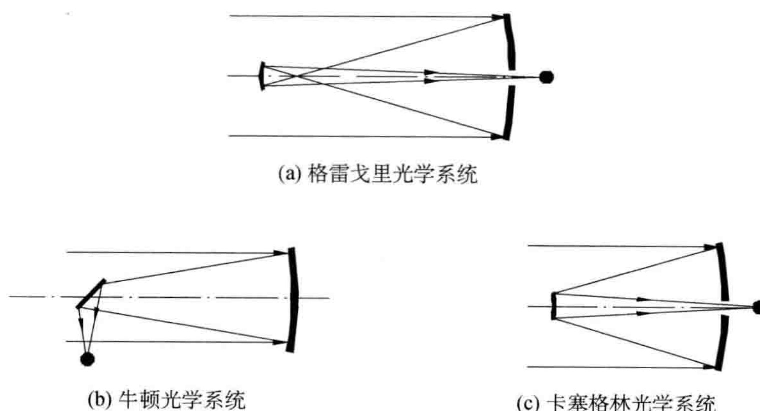
2. 牛顿望远镜(图 5b)

牛顿于 1668 年首先研制成功的反射式望远镜，采用球面主镜，口径 2.5 cm，镜筒长 15 cm，光路中用一块 45° 放置的小平面镜将焦点转向镜筒之外，以便于观测。如此短小的望远镜的观测效果，竟然能抵得上当时 2 m 长的折射望远镜。之后牛顿又制作了两架口径稍大的望远镜(其中一架为 5.1 cm)。

除了可能有色差以外，折射望远镜的另一个问题是受透明玻璃材料的限制，口径不可能做得很大。但是天文观测需要大口径的望远镜，以观测更暗弱的天体。牛顿望远镜采用凹面反射镜做望远镜的物镜，而凹面镜可以用金属材料制造，从而突破了口径的瓶颈。即使用玻璃材料制造，也不讲究内部质量(如折射率不均匀和气泡等)。从这个意义上讲，反射系统的发明是望远镜技术发展里程中的一次重要飞跃。

3. 卡塞格林望远镜(图 5c)

1672 年，法国卡塞格林(G. D. Cassegrain) 发明卡塞格林望远镜，它由凹抛物面主镜和凸双曲面副镜组成。卡塞格林望远镜同格雷戈里望远镜基本性能相似，也具有系统焦距长的优点，但其镜筒更短，而且场曲相对要小一些。正因为如此，卡塞格林系统不但被近代光学望远镜的设计所普遍采用，而且也是射电望远镜的主要形式。



(a) 格雷戈里光学系统

(b) 牛顿光学系统

(c) 卡塞格林光学系统

图 5　反射望远镜的三种典型光路

4. 大型金属镜面反射望远镜

1789 年，英籍德国人威廉·赫歇尔(F. W. Hershel) 制成口径 1.22 m、焦

距 12.2 m 的大型反射式望远镜(图 6),该望远镜为主焦点望远镜,焦点偏到镜筒一侧,以便于观测。

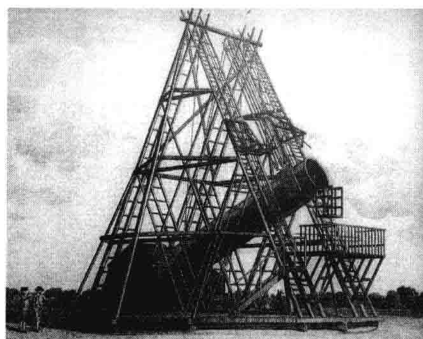


图 6　威廉・赫歇尔望远镜

威廉・赫歇尔是伟大的天文学家,他研制了多台反射式天文望远镜,发现了天王星和蟹状星云。其最大的功绩是对银河系的观测研究,初步建立了银河系结构模型,观测了数以千计的"星云",开创了宇宙演化的研究。

1845 年,英国威廉・帕森斯(W. Parsons 罗斯伯爵)制成口径 1.83 m、镜筒长 17 m 的大型牛顿式反射式望远镜(图 7),采用金属镜面,望远镜机架高度角可调,方位角调整范围很小,基本上做子午观测。他用该望远镜发现了漩涡结构星云。

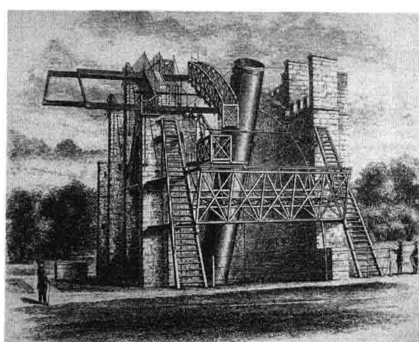


图 7　威廉・帕森斯望远镜

这一时期的望远镜的特点是反射镜用铜合金制造,机械结构为原始的地平式机架,或以建筑物作为主要结构,用手工操作改变镜筒方向。

2.1.3　现代望远镜的兴起

18 世纪 30 年代，英国数学家霍尔(C. M. Hall) 发明了消色差透镜。消色差透镜用的光学玻璃也逐渐进入工业化生产。从此，大型折射望远镜作为重要的观测设备进入了各国天文台。1824 年德国光学家夫琅禾费(J. Fraunhofer) 等人制成消色差折射望远镜，口径 24 cm，焦距 4 m，1847 年继而制成 38 cm 消色差望远镜。

1888年，美国的克拉克父子研制成功91 cm折射式望远镜(图8)，安装在利克天文台。1897 年，儿子 A. G. 克拉克又独立研制成功 1.01 m 折射式望远镜(图 9)，安装在叶凯士天文台，迄今为止该望远镜仍然是世界上最大的折射式望远镜。

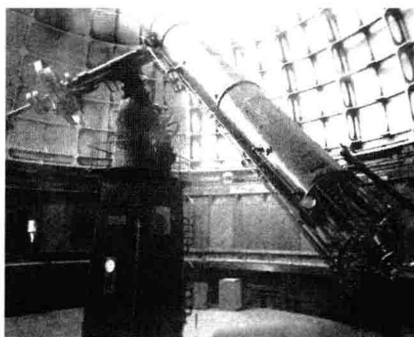


图 8　利克天文台的 91 cm 望远镜



图 9　叶凯士天文台的 101 cm 望远镜

在光学技术发展的同时，作为望远镜重要组成部分的轴系、机架和控制技术也在不断改进。首先是机架形式，虽然在古代天文仪器中，地平式机架和赤道式机架都有应用，赤道式机架只需单轴跟踪的好处也已被发现。但中世纪以后直到 18 世纪，望远镜多采用手工操作的地平式机架，因为它结构简单，而且当时也没有自动跟踪技术。现代意义上的首台赤道式机架要算杰西·拉姆斯顿 1791 年研制的“萨克堡赤道式”望远镜。到了 19 世纪 20 年代，上述夫琅禾费研制的 24 cm 折射望远镜才在赤道式机架上配有可跟踪的机械装置，这种机械装置称为“转仪钟”。英国拉塞尔(W. Lassell) 于 1846 年也研制了有跟踪机构的赤道式望远镜，口径为 61 cm，用其进行天文观测，发现了海卫 1、天卫 1 和天卫 2。1861 年拉塞尔又研制了口径 122 cm 的赤道式望远

镜。1900年法国耶稣会传教士在现在的上海天文台佘山观测站安装的400 mm双筒望远镜即为这一时代的产品。至今,它已经被多次改装,换上了现代化的电控系统,仍然在发挥作用(图10)。20世纪以后随着电子控制技术的发展,老式的转仪钟才被先进的电机-控制电路所代替。

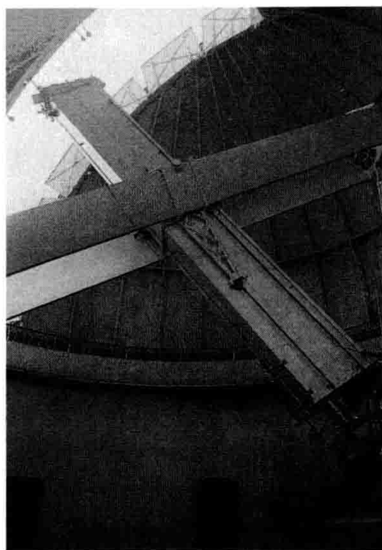


图10 400 mm双筒望远镜

随着天文学科学技术的不断发展,折射望远镜的缺点日益突出。首先它不可能同时对各个波长的可见光消色差,其次一般的光学玻璃对紫外光和红外光的透过率很低。另外,光学玻璃内部的折射率不均匀、杂质、气泡和条纹都会影响像质,因而能获得的材料不可能很大,望远镜口径也就不可能很大,最大只能到1 m上下。由于这个原因,大口径望远镜只能寄希望于反射系统,这导致了它们在20世纪得到空前的发展。

1918年,由洛杉矶商人胡克(J. D. Hooker)出资,海耳(G. E. Hale)主持在威尔逊天文台建成了一架2.54 m口径的望远镜(图11),称胡克望远镜。胡克望远镜保持口径最大的冠军地位达30年之久。胡克望远镜至少在两件事情上对望远镜技术和天文研究做出了重要贡献,一是皮斯在其上架设高分辨迈克耳孙干涉仪,成功测量了恒星的角直径,这成为发展现代恒星干涉仪的基础;二是哈勃用它观测仙女座大星云,认证出一些恒星的距离远远超

过银河系范围，从而发现了河外星系。

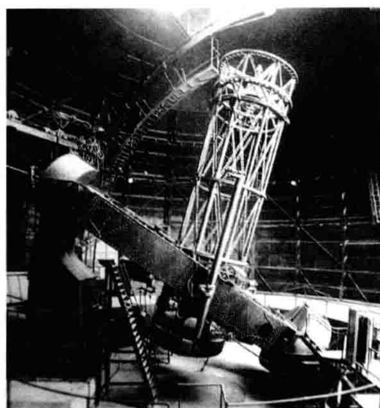


图 11　美国 2.54 m 胡克望远镜

1920 年，美国物理学家迈克耳孙（A. A. Michelson）研制成恒星干涉仪（图 12），天文学家皮斯（F. G. Pease）将其安装在胡克望远镜上，测得红巨星参宿 4（猎户座）的角直径为 0″.047。迈克耳孙恒星干涉仪属于“单镜双孔干涉仪”，即在望远镜入瞳上安装开有两个子孔径的光阑，子孔径间距（基线长度）可调，以在望远镜的焦面上获得双星的干涉条纹。用此仪器观测双星，当基线长度调整到某一数值时，干涉条纹将会消失，于是由基线长度可算得双星的角距，详细原理见第 3 章。基线长度越大，干涉仪分辨率就越高。迈克耳孙恒星干涉仪的特点是利用平面镜，将子孔径的距离拉开（最长可达 18 m），以至于远远超过望远镜的口径（2.54 m）。迈克耳孙研制的干涉仪的分辨率高达 0″.001。

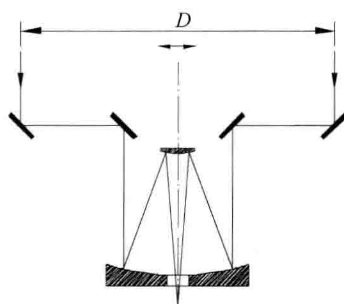


图 12　迈克耳孙恒星干涉仪

20 世纪二三十年代，望远镜光学系统方面又有新的的设计，主要有以下三项：

由克列基昂（H. Chretien）提出，由威尔逊山天文台的里奇研制成功的 R-C 系统望远镜。该系统类似于经典卡塞格林系统，但因主、副镜形状改用新的曲面而克服了后者彗差较大的缺点。

1931 年，德国光学家施密特(B. V. Schmidt) 发明施密特望远镜。该望远镜的光路由一接近平行平板的非球面改正镜和一球面镜组成，其特点是有效视场比一般反射望远镜大得多。

1940 年，前苏联光学家马克苏托夫(Д. Д. MakcytoB) 发明马克苏托夫折反射望远镜。马克苏托夫望远镜同施密特望远镜一样也属于大视场望远镜，所不同的是其改正镜为一块较厚的球面弯月形透镜。

上述光学系统的详细介绍见 4.7.2 和 4.7.3 的有关内容。

1948 年，海耳望远镜研制成功，其主镜直径 5.08 m(图 13)，安装在帕洛马山天文台(帕洛马山天文台后与威尔逊山天文台合并为海耳天文台)。该望远镜早在 1928 年就开始研制，但由于第二次世界大战而一度中断。对于望远镜技术的发展，海耳望远镜在以下三方面有创造性：

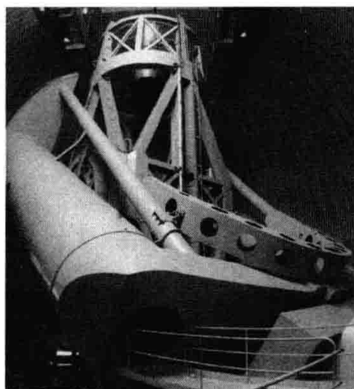


图 13　海耳 5 m 望远镜

① 在镜筒结构设计上，首创“塞勒里尔”桁架，它结构简单，仅由 4 个三角形构成，不但重量轻，而且可以解决由于重力变形而使主镜和副镜倾斜和错位的问题，这种设计后来被恒星望远镜所广泛采用。

② 主镜镜坯为背面带筋的结构，开了“轻量化” 主镜的先河。

③ 主镜镀膜首次采用“真空镀铝” 工艺。此前望远镜主镜采用化学镀银，不容易镀均匀，而且容易发暗、脱落，而真空镀铝形成的铝膜可以克服这些毛病，而且反射的波段范围较宽。

海耳望远镜的机架也颇具特色，为“马蹄轭式”(赤道式) 结构。并采用静压油垫技术，大大减小了运动摩擦力。

1976 年，前苏联 6 m 望远镜研制成功(图 14)，安装在高加索专门天体物理台，一度成为世界上最大的光学望远镜。该望远镜早在 1958 年就开始研制，但因主镜质量不好而长期不能正常工作，直到 20 世纪 80 年代才正式投入使用。该望远镜的最大特点是在近代大望远镜中，它首先采用地平式机架。地平式机架的优点是结构对称，体积小、重量轻；但要实现对恒星的跟

踪，必须将地平坐标转换为赤道坐标，而且两根轴的转速都不是均匀的，这在没有计算机和精密自动控制技术的时代是不可想象的。而当时这种技术已经成熟，因此不成问题。当今各国研制的大望远镜几乎全部采用地平式机架，因此前苏联6 m望远镜的成功研制具有革命性意义。地平式机架的另一个好处是可在光路中用可旋转的 45° 平面镜将卡塞格林焦点转移到高度轴两端外面，从而更易于放置接收设备，这两个焦点形式由英国工程师内司姆斯首创，称为“内司姆斯焦点”。该望远镜的主镜和美国 5 m望远镜一样，采用背面带筋结构。

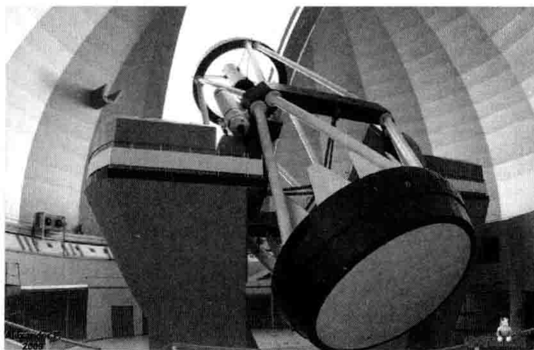


图 14　前苏联 6 m 望远镜

上世纪七十年代后各国研制了一批 4 m级光学望远镜，有美国基特峰天文台的 4 m望远镜(图 15)、英澳天文台的 3.9 m望远镜(图 16) 等，望远镜大发展的时代开始了。这个时期较大的、有代表意义的望远镜列表于下：

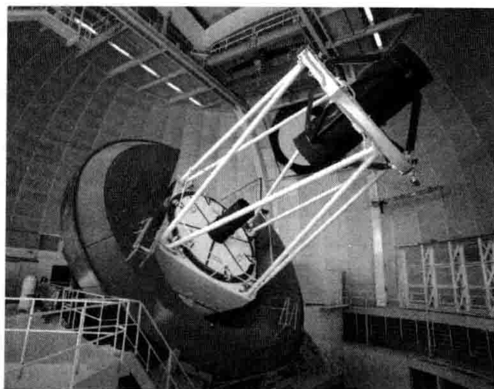


图 15　基特峰天文台的 4 m 望远镜

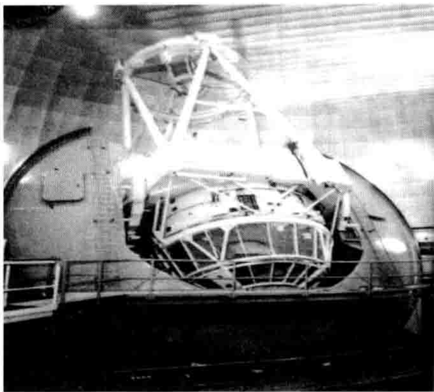


图 16　英澳天文台的 3.9 m 望远镜

口径(m)	所属天文台	所在地	启用时间(年)
6	专门天体物理台	高加索泽连丘克斯卡亚	1976
5	海耳天文台	加利福尼亚帕洛马山	1949
4.5*	史密松天文台	美国霍普金斯山	1979
4.2	格林尼治皇家天文台	西班牙拉帕尔玛岛	1987
4	美洲际天文台	智利托洛洛山	1976
3.9	英—澳赛丁泉天文台	澳大利亚新南威尔士州赛丁泉山	1975
3.8	基特峰天文台	美国亚利桑那州基特峰	1973
3.8	(英—法—美)莫纳克亚天文台	夏威夷莫纳克亚山	1978
3.6	(加—法—夏)莫纳克亚天文台	夏威夷莫纳克亚山	1979
3.6	欧洲南方天文台	智利拉西亚山	1977
3.5	德—西天文中心	西班牙卡拉阿尔托	1984
3.5*	欧洲南方天文台	智利拉西亚山	1989

上表中带“*”的望远镜采用新技术，是之后研制 8～10 m 级主动光学望远镜的前奏。

1988 年，中国 2.16 m 望远镜研制成功(图 17)，安装在北京天文台兴隆观测站。该望远镜早在 1958 年就已经开始筹建，当时国际上除了美国 5 m 望远镜和刚开始研制的前苏联 6 m 望远镜，口径 2 m 以上的望远镜还不多；如能正常开展研制，则离国际先进水平尚不远。后因历史原因到 1972 年才正式开始研制该望远镜，以中科院南京天文仪器厂为主要研制单位，由有关天文台、中科院北京自动化研究所以及国内一流的大型机械制造厂家共同协作

攻关，经过十多年的努力才研制成功，2.16 m望远镜的成功研制是自力更生的成果。

2.16 m望远镜主镜口径2.16 m，有卡氏焦点(R-C系统)和折轴焦点。光学系统特点是两个焦点共用一块副镜，为实现这一点，在折轴光路中采用了一块扁球面镜。结构设计方面，机架为英国式，极轴采用静压油垫轴承，使重达数十吨的望远镜转动起来灵活自如；传动机构采用特殊设计(重叠系数高达4)的精密齿轮系统，直径1.92 m的大齿轮通过特殊齿面硬化工艺和高精度磨齿，传动精度高达0″.39，为国内最高水平，获1983年中科院重大科技成果一等奖等多项奖励。2.16 m望远镜的终端设备有CCD照相机和光导纤维摄谱仪等。1995年，该望远镜的折轴阶梯光栅分光仪研制成功并投入使用，于1999年获国家科技进步三等奖。几十年来，2.16 m望远镜一直是我国天体物理研究的主力观测设备，至今仍然在发挥着重要作用。该望远镜的研制荣获1997年中科院科技进步一等奖、1998年国家科技进步一等奖。

上世纪，除了2.16 m望远镜，我国自行研制的较大的望远镜还有上海天文台的1.56 m望远镜、北京天文台的1.2 m红外望远镜、紫金山天文台盱眙观测站的1 m/1.2 m近地天体探测望远镜等。

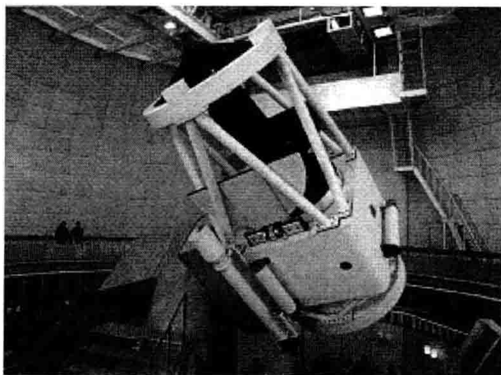


图17　中国2.16 m望远镜

2.1.4　望远镜技术的现代化

归结起来，19世纪末—20世纪科技进步引发了天文望远镜的现代化，这

表现在以下两个方面：

1. 望远镜本身技术的发展

望远镜本身技术的发展有以下几点：

1）光学设计、材料和工艺

像差理论和光学系统优化设计。

优良像质、大视场的光学系统的设计和制造。

各种折射率和色散系数的光学玻璃。

低膨胀反射镜材料的发展，包括微晶玻璃、融石英玻璃和 ULE（膨胀系数下降到普通光学玻璃的 1% 以下）。

轻量化主镜（蜂窝镜，减重率达 70% 以上）。

先进的镜面磨制技术和光学检验方法，阴影仪检测和干涉仪检测。

镜面镀膜技术，包括真空镀铝，保护膜、透镜增透膜和多层介质膜。

2）机械结构

大型镜面支撑技术，包括机械浮动式支撑、杠杆重锤支撑等。

平移桁架镜筒（塞勒里尔桁架）。

先进的机械制造技术、高强度结构材料、高精度滚动轴承和静压油垫轴承。

各种类型的可以自动跟踪的赤道式机架。

由计算机控制的地平式机架。

3）电控系统

电子学、控制电路、电子元件（真空管、半导体、集成电路、晶振电路）。

电子和光学码盘（角度传感器）。

计算机和自动控制技术。

各种电机：同步电机、直流伺服电机、力矩电机、步进电机、交流伺服电机。

4）设计方法

计算机自动设计分析，包括现代天文光学设计、有限元结构动静力分析和结构优化设计。

2. 接收记录技术的发展

在接收记录方面，技术进步主要表现在以下几点：

1）照相术

1827 年法国艺术家尼普斯利用银盐见光变黑的原理和原始的照相机，经过 8 小时长时间的曝光，得到了人类历史上第一张风景照片，从而发明了照相术。1839 年美国化学家约翰·德雷珀拍摄了月亮的照片，这是照相术首次用于天文观测。1851 年英国摄影师斯科特·阿切尔发明了应用碘化银涂层的珂珞酊湿片法，大大提高了底片感光速度。1871 年英国化学家马多克斯用凝胶作为银化合物溶剂，发明了“干板”，后经工艺改进，其感光速度再次大为提高，使得天文学家可以拍摄到非常暗弱的天体。

照相术用于天文观测无疑是一种飞跃的发展。有了照相术，天文观测可以用长露光方法拍摄到更暗的星，用底片量度仪测量底片上的星像位置可获得更高的精度。因此，与目视观测和人工记录相比，照相观测不但有更高的观测灵敏度和精度，而且具有客观性和文献保存性的优点。恒星光谱仪发明后，利用它又可以获得记录恒星光谱的资料。

2）光谱分析

早在 1666 年牛顿就已经用三棱镜发现了太阳光的色散现象。1802 年英国物理学家渥拉斯顿在棱镜前加一个狭缝发现了太阳光谱中的一些暗线。1814 年德国光学家夫琅禾费用狭缝、准直管、三棱镜和望远镜构成了世界上第一台分光镜，并用它来仔细地研究太阳光谱，发现了其中有 10 多条清晰的暗线和 574 条较弱的暗线，这些线后来被称为夫琅禾费线。1858—1859 年德国化学家本生通过实验发现了金属燃烧时的明线光谱，元素不同则明线光谱也不同，于是发明了光谱分析术。在此基础上，德国物理学家基尔霍夫通过实验发现：炽热的固体会发出连续光谱，而不同元素燃烧的气体则发出其独有的明线光谱，并且可以吸收同样的谱线。最终，他揭示了太阳光谱的本质：太阳连续光谱是太阳内部高温部分发出的，而其上的夫琅禾费线则是温度较低的外层的吸收线。至今，人们在太阳光谱从 2 935 Å 到 13 495 Å 的范围内已发现多达 26 000 条夫琅禾费线。

光谱分析术发明后立刻在恒星天体物理研究中发挥了重要作用，从而

催生了天文学的重要分支——天体物理学。光谱分析的意义是可以让天文学家探测到恒星的物质构成以及温度、压强和磁场等物理特性，原理如下：

(1) 温度的高低使元素的电离程度和激发状态不同。因此，由光谱的强度和谱线的分布就可以获得其温度信息。

(2) 气体压强增大会使谱线的宽度加大。因此，测量谱线的宽度就可以确定压强大小。

(3) 在磁场中谱线会发生分裂，一条谱线会变成两条(纵向磁场作用)或三条(横向磁场作用)，这就是物理学中的“塞曼效应”。测量谱线分裂的式样和分裂的程度，就可以得知磁场的方向和大小。

20 世纪初发现了恒星光谱“红移”现象和“哈勃定律”后，光谱分析又成为测定恒星视向速度和距离的重要工具。

3) 光电测光

最早的天体测光是目视测光，照相术出现后可以通过测量底片星象黑度来进行“照相测光”。20 世纪初各种光电器件逐步被采用，开始了“光电测光”时代。1910 年美国天文学家斯特宾斯首创将硒光电池和原始的光电光度计用于天文观测。后来光电倍增管用于天体光度测量，灵敏度大为提高。20 世纪 50 年代初，美国天文学家约翰逊和摩根进行光电测光时，光路中加上了特定型号的紫外(U)、蓝(B)、黄(V) 三色滤光片，创立了 UBV 三色测光系统。50 年代末，丹麦天文学家斯特龙根提出 uvby 四色测光系统。这两种测光系统现已成为国际上公认的标准测光系统，由所得的测光资料可以求得恒星的许多物理量。

4) 计算机快速数据采集和处理，大容量存储器。

2.1.5 太阳望远镜

太阳是离我们最近的恒星，在天文和物理的研究中有“天然实验室”的地位。太阳从里向外分为核反应区、对流层和“大气层”。光学观测是针对大气层的。太阳大气层从里向外又分为光球层、色球层和日冕层。我们所观测到的太阳光几乎全部来自光球层。被人们最早发现的太阳黑子就是光球中的一个现象，人们已经发现其活动有以大约 11 年为周期的规律。采用太阳

“白光望远镜”可以观察到黑子“本影”、黑子“半影”和“米粒”等细节结构(图 18)。色球是非常活跃而细节丰富的太阳外层大气，有“针状物”、“暗条”(出现在外缘时即为日珥)和“谱斑”，太阳活动剧烈时还会发生“耀斑爆发”(图 19)。太阳色球发出的光包含氢(Hα，6 562.8 Å)和电离钙等发出的谱线，观测色球必须用透过带非常窄的滤光手段，否则观测到的是光球连续光谱中的吸收暗线。太阳日冕由稀薄、高温和低密度的等离子体组成，一直可延伸到 3 倍太阳半径处，观测日冕是比观测色球更困难的事。

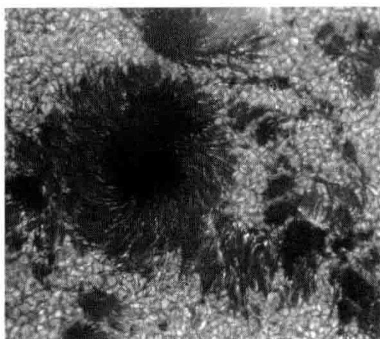


图 18　太阳光球照片

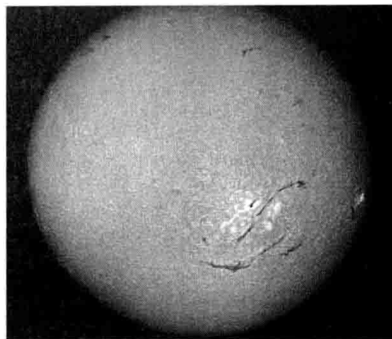


图 19　太阳色球照片

1891 年美国天文学家海耳发明了太阳单色光照相仪，其原理是采用狭缝和色散元件对太阳像扫描，首次获得太阳的 Hα 色球像。法国天文学家李奥 1930 年研制成功日冕仪，并首先在没有日食的条件下获得了日冕照片。1933 年李奥发明了双折射滤光器，1939 年他将其装入太阳望远镜光路，建成第一台“太阳色球望远镜”，该望远镜可不用扫描而直接拍摄太阳色球照片，从而淘汰了太阳单色光照相仪。

双折射滤光器的基本光学原理如下：让观测波长单色光通过按特定方向磨制和具有一定厚度的双折射晶体(水晶或冰洲石等)，分成振动方向互相垂直的、具有一定光程差的两种偏振光(寻常光和异常光)，光程差等于双折射率(寻常光和异常光的折射率之差)和厚度的乘积。然后再经过一块按一定角度放置的偏振片便发生干涉，出射光是亮还是暗由光程差决定。如用以观测波长为中心的、有一定带宽的光入射，则透过率成为波长的周期函数，而周期大小与光程差成反比，光程差大一倍，则周期小一半(图 20)。这样

由一块晶体和一片偏振片组成了滤光器的一个“级次”。根据上述原理，采用周期成等比级数的几组级次叠加起来，可使得最高级次的透过率只保留少数几个波峰，最后再用一般滤光片将旁边的滤去，只剩下中间一个。双折射滤光器的透过带可以窄到 0.1 Å。

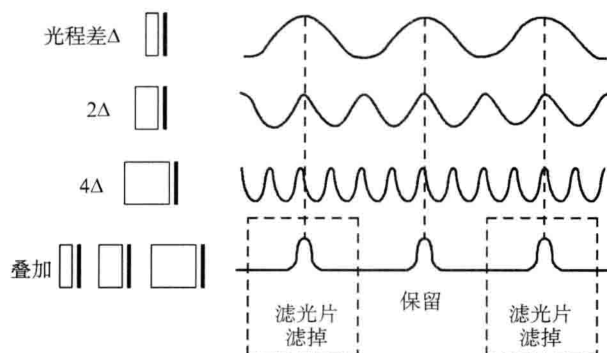


图 20　双折射滤光器原理

随着对太阳观测和研究的深入，天文学家发现太阳活动大多和太阳的磁场有关，因此对太阳磁场的研究成为重要课题。太阳磁场可以通过光学观测进行测定，原理是应用物理学中的“光-磁效应(塞曼效应)”，即一条谱线在纵向磁场中会分裂为左右圆偏振的两条，而在横向磁场中则分列为 3 条，中间一条为线偏振，左右两条为部分偏振；磁场强度与分裂的程度有关(图 21)。理论上只要测出分裂的程度就可以得到磁场强度，但由于磁场强度较小并且有噪音干扰，实际上要获得太阳磁场还是有难度的，处理的方法也是比较复杂的。1908 年海耳等首先测量到太阳黑子的磁场。1953 年 H. D. 巴布科克研制成功太阳光电磁像仪，获得太阳磁图。但是这种太阳磁图是用狭缝对太阳像进行逐行扫描并经过色散而获得的。上世纪 80 年代，我国北京天文台(现国家天文台)的艾国祥首创用偏振分析器和谱线可微调的双折射滤光器来记录谱线相近的两幅太阳单色光像，进而一次性处理成太阳磁图，并在此基础上和中科院南京天文仪器厂合作研制成功“太阳磁场望远镜”。该望远镜在太阳磁场研究上发挥了重要作用，我国的太阳磁场研究一度处于国际领先地位。

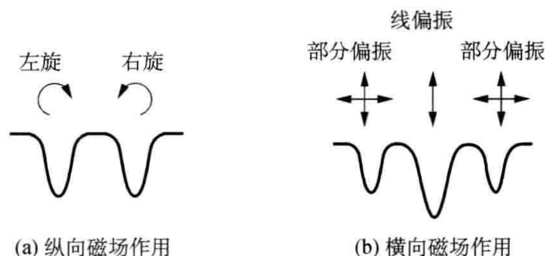


图 21　塞曼效应

在我国的天文仪器研制中，太阳望远镜占据重要地位。中科院南京天文仪器厂及现在的南京天文光学技术研究所前后研制了多台性能不同的、光机电一体化的双折射滤光器，不但满足了国内各色太阳色球望远镜和太阳磁场望远镜的配套需求，而且被国外多台著名的太阳望远镜所采用。几十年来，该单位所研制的太阳色球望远镜、太阳精细结构望远镜以及太阳磁场望远镜（太阳磁场望远镜后来改进为“太阳多通道望远镜”，图 22，在更多的波段发挥作用）为我国的太阳物理研究做出了重要贡献。近年来，南京天文光学技术研究所和南京天文仪器有限公司又研制成功多台小型太阳色球望远镜和太阳磁场望远镜，用于“空间气象”研究和监测，为国民经济和航天事业再作贡献。

作为下一步我国太阳研究领域的重要设备，空间太阳望远镜（SST）已经过多年较大规模的预研究，目前正在争取立项；下一代大型地面新技术太阳望远镜也正在酝酿中。

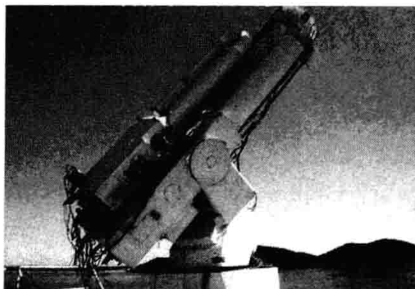
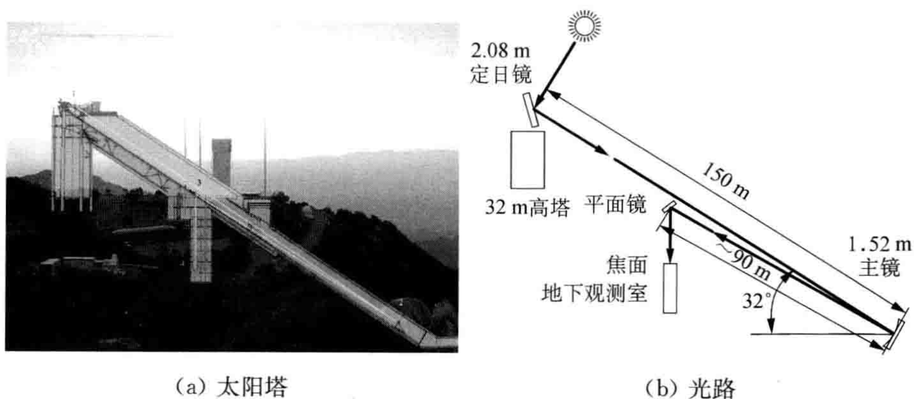


图 22　太阳多通道望远镜

太阳望远镜另一种形式是太阳塔。1904 年海耳发现在离地 20 m 高处观

测所得的图像比地面上的观测结果好得多，因此提出建造太阳塔的构想，并在1907年建成威尔逊天文台的第一个（18 m高的）太阳塔。他后来又于1910年建成第二个（48 m高的）太阳塔，通过观测发现超米粒组织和太阳黑子极性反转等重要现象，后又装备了太阳磁场测量仪。1962年，基特峰天文台建成世界上最大的太阳塔式望远镜（图23）——麦克梅斯-皮尔斯太阳塔。塔高32 m，上置口径208 cm定日镜（可跟踪的平面镜），将太阳光倾斜地（与地面成32°）引向150 m远处的主镜，反射回来后再经90 m处的平面镜反射到地下观测室，用分光仪、照相机或磁象仪接受。由于太阳亮度高，允许用如此长的焦距而获得很高的线性分辨率。之后美国萨克拉门托天文台又建成41 m高的真空太阳塔，定天镜口径110 cm，主镜口径1.6 m。该设计将光路置于真空中，可以克服大气抖动干扰，获得更好的像质。



(a) 太阳塔　　(b) 光路

图23　基特峰天文台的太阳塔

目前世界上最大的新技术太阳望远镜是美国的大熊湖天文台的NST 1.6 m望远镜。该望远镜的主光路为离轴格雷戈里系统，采用开放式镜筒，配有自适应光学系统（图24），观测波段0.39～1.6 μm。其科学目标是研究太阳耀斑磁场结构和演化、光球涌流管的动力特性、太阳黑子区磁发电机对流和太阳大气上层的加热等。

美国洛杉矶以东160 km的大熊湖是世界上最优良的太阳观测台址之一，大熊湖太阳天文台以获得高质量的太阳资料著称。一般天文选址的重点

是高山或高原，红外望远镜还特别要求干燥的大气环境；而该天文台则选择大湖中间的人工岛，这是因为在太阳照耀下，宽阔的水面可以吸收热量而使靠近地面的大气保持相对稳定。中国国家天文台的怀柔太阳观测站效仿之而建在大型水库边上，也获得了较好的观测效果。

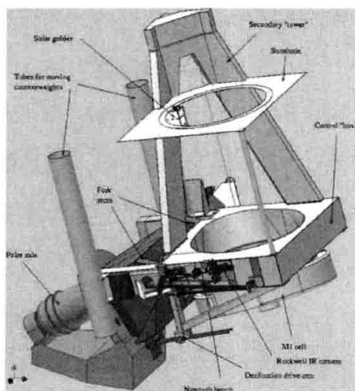


图 24　大熊湖天文台的 NST1.6 m 太阳望远镜

2.2　天体物理学的进展和探测原理

天文仪器技术是伴随天文学而发展的，反过来天文仪器技术的发展也促进了天文学的发展；特别是现代天体物理学的一系列重大发现都离不开先进的观测手段，天文仪器工作者对此应有所了解。

2.2.1　银河系结构的探求

在望远镜发明之前，人们所看到的银河只是一片云雾状的东西。伽利略于 17 世纪初首先用望远镜发现了银河是由无数恒星组成的。

18 世纪，大口径反射式天文望远镜在欧洲研制成功，这使天文学家可以看得更远、更清楚。英国威廉·赫歇尔用自制的反射望远镜进行了大量观测和统计分析，终于在 1785 年获得了一幅扁平、轮廓参差、太阳居中的银河系结构图。虽然这与后来天文学家所认证的银河系结构差别较大，但仍然不失为重要的历史意义。

直到19世纪20年代，天文学家发明了用“造父变星”的周光关系测定恒星距离的方法，并经过大量观测和研究，才建立起真正的银河系模型。银河系外形为一个带有几条旋臂的扁平圆盘，直径接近10万光年，银核直径2万光年，厚1万光年，太阳离中心约3万光年，此处银盘厚约3千光年。银河系由几千亿颗恒星和众多的星云组成，质量大约为太阳的 2×10^{12} 倍(图25)。

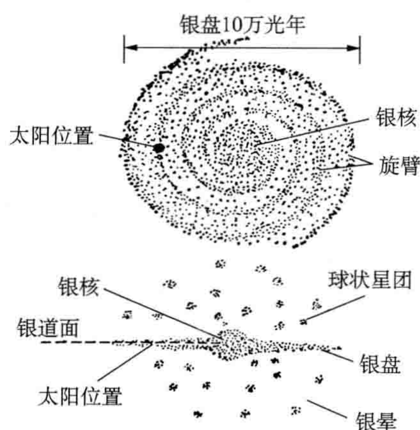


图25　银河系结构

2.2.2　造父变星及其周光关系的应用

1. 目视星等和绝对星等的概念

古希腊天文学家伊巴谷凭借肉眼观测，制定了包含1 025颗星的最早的星表，并且将其按亮度分为6等，这就是后来确定“目视星等”的基础。19世纪中叶发现，1等星的亮度为6等星的100倍，如亮度 E 为等比级数关系，比值为 ρ，则1等星和6等星的亮度之比为

$$\frac{E_1}{E_6}=100=\rho^{6-1}$$

因此

$$\rho=\sqrt[5]{100}=2.512$$

于是，星等为 m_1 和 m_2 的星的亮度之比为

$$\frac{E_{m_1}}{E_{m_2}}=(2.512)^{m_2-m_1}$$

等式两端取对数并化简，得

$$m_1 - m_2 = -2.5\lg\frac{E_{m_1}}{E_{m_2}}$$

令亮度 $E = 1$ 的目视星等 $m = 0$，则

$$m = -2.5\lg E$$

按光学理论，点光源在距离 r 地方的照度与 r 的平方成反比。因此目视星等不能反映恒星真实的亮度。天文学中规定 $r = 10$ 秒差距处所具有的星等为绝对星等，用 M 表示。设恒星在距离 r 处的亮度为 E，在 10 秒差距处的亮度为 E_0，两者之比为

$$\frac{E_0}{E} = \frac{r^2}{10^2}$$

由以上关系，得

$$M = -2.5\lg E_0 = -2.5\lg E + 5 - 5\lg r$$

所以

$$M = m + 5 - 5\lg r$$

2. 造父变星的周光关系

1784 年，英籍荷兰聋哑业余天文爱好者古德里克发现仙王座 δ 星的亮度以 5.37 天的周期有规律地变化着。该星的中文名字为“造父一”，造父是周代一位驾车能手。此后天文学家又发现更多的类似变星，光变周期大多在 1 到 50 天之间，称为“造父变星”。美国女天文学家勒维特在对小麦云的造父变星观测的基础上，于 1912 年发表了有关变星的资料，并指出这些变星的目视星等 m 和光变周期 P 之间存在正比例关系，即“周光关系”。之后，丹麦天文学家赫茨普隆指出，只要测定银河系中一颗已知周光关系的造父变星的距离，便可求出其绝对星等，即找到周光关系的零点。1915 年沙普里利用 11 颗造父变星的自行和视向速度，并从统计角度假设其横向速度与此相等，从而求出了它们的平均距离，确定了周光关系的零点。

利用造父变星周光关系测量天体距离的方法可用图 26 表示。步骤是先测定其光变周期 P 和目视星等 m，再根据 P 求出绝对星等 M，最后由公式求出距离 r。式中星际消光一项用星等表示，是距离的函数。

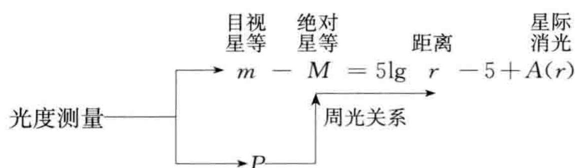


图 26　利用造父变星周光关系测定恒星距离

2.2.3　河外星系的认证

明确造父变星的周光关系之后，1932 年到 1933 年，哈勃用 2.5 m 望远镜观测仙女座大星云、三角座星云和人马座星云，发现了若干造父变星，利用周光关系，证明了它们远在银河系以外。这使人们确定了河外星系的存在。

利用造父变星周光关系测量天体距离的方法靠的是用大望远镜进行光电测光。

2.2.4　赫罗图和恒星演化理论

20 世纪初，天文学家已经观测到大量的不同颜色的恒星的光谱，并且已经发现了许多特殊天体，如白矮星、红巨星、新星和变星等。丹麦的赫茨普隆和美国的罗素在研究前人所得星表的基础上，先后分别独立地发现了具有统计意义的各种恒星的光度-光谱关系，表示这种关系的统计图表后来（1933 年）被命名为“赫罗图”（图 27）。赫罗图的发表揭开了恒星起源和演化研究的新篇章。

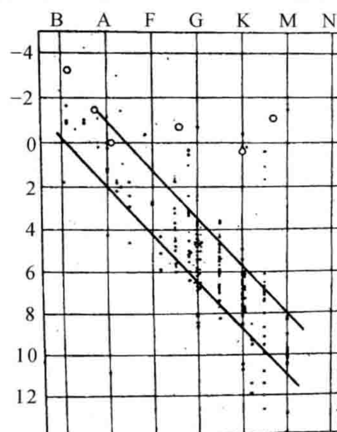


图 27　赫罗图

赫罗图的横坐标为从蓝色到红色的波长，分为 B、A、F、G 等光谱型，纵坐标为绝对星等。在赫罗图中 90% 的恒星集中在从左上角到右下角的被称为“主星序”的对角线附近，成为主序星，太阳也是一颗主序星。图中右上方散落一些巨星，左下角有一些白矮星。在同一种光谱型中有着亮度和密度大不相同的恒星。这立即吸引了天文界的极大关注，开展了观测和用物理原理分析相结合的研究工作，最终在上世纪 60 年代形成了恒星演化理论。

根据恒星起源和演化理论，一般认为恒星一生大致分为以下几个阶段(图 28)：

① 星云(密度很小的弥漫物质)在万有引力作用下收缩，分裂成小星云，小星云继而收缩为原恒星。

② 原恒星在万有引力作用下继续收缩，直到温度达到 7×10^{6} K，内部轻元素产生核聚变(氢聚变成氦)，才转变成主星序上的恒星。由于恒星中氢元素很多，反应又比较平缓，所以在主星序上要停留很长时间。恒星在主星序上的位置是固定的(不沿主星序演化)，它取决于恒星质量的大小，质量越大，位置越高。

③ 恒星内核从氢到氦的聚变完成，聚变反应逐渐向外层转移，转移的结果是中间的氦核逐渐扩大而最外面的包层受热膨胀，恒星体积增大而表面温度下降，在赫罗图上向右上角的红巨星演化。

④ 不稳定阶段。红巨星体积收缩而表面温度升高，在赫罗图上向左移动，成为造父变星，并产生新星、超新星那样的爆发现象。

⑤ 致密星阶段，这是恒星演化的最后阶段。按质量大小分三种情况：小质量的恒星一分为二，外层在内部压力作用下向外扩散，最终脱离星体，成为行星状星云，而中心热星在氦反应结束后失去能源，在万有引力作用下收缩为白矮星。4～8 倍太阳质量的恒星核聚变的结果是成为碳星，最后在万有引力作用下向内坍缩，使碳核突然发生反应，形成大爆炸，成为 1 型超新星爆发。8 倍以上太阳质量的恒星核聚变的结果是中心形成铁核，反映停止后在万有引力作用下突然向内收缩而使铁核离解成氦原子核和中子，最后成为致密的中子星。这一阶段在赫罗图上表现为向左穿过主星序，演变为行星状星云以及白矮星、中子星之类的致密星体。

恒星起源和演化理论涉及原恒星、主星序排列规律、脉动变星和爆发变

星、新星和超新星、中子星、白矮星、脉冲星和黑洞等许多天文概念和现象，其中大多已得到了天文观测的支持。

赫罗图和恒星演化理论的建立离不开大望远镜和光谱观测、光电测光等技术手段。

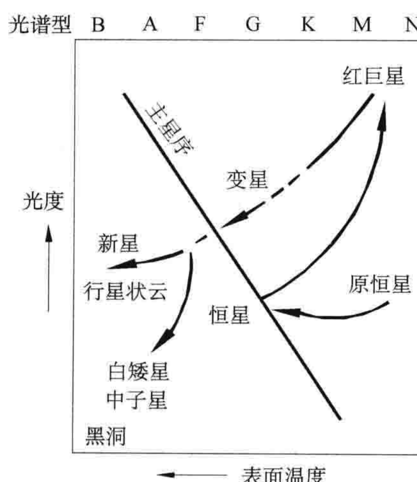


图 28　赫罗图上的天体演化过程

2.2.5　大爆炸宇宙论

1922 年，前苏联数学家弗里德曼在解爱因斯坦的引力场方程时得到一个均匀的、各向同性的宇宙动态时空解，1927 年比利时天文学家勒梅特将此动态解作为一个宇宙模型进行了研究，提出了大尺度宇宙空间随时间膨胀的思想，于是“大爆炸宇宙论”问世。

1929 年，哈勃等人致力于漩涡星云的视向速度的测量。在分析了 24 个星系的视向速度和距离的资料的基础上，哈勃发现星系的视向速度 v 与距离 D 成正比，称为“哈勃定律”：

$$v = HD$$

H 为“哈勃常数”。哈勃定律为宇宙膨胀论提供了有力的证据。假设宇宙膨胀是匀速的，则只要测得哈勃常数就可推算出宇宙年龄。但由于测量误差关系，当初哈勃采用的哈勃常数太大，以至于推算出宇宙年龄只有 50 亿年，而当时人们已经知道地球年龄可能超过 50 亿年，因此使宇宙膨胀论陷入了困境。后来由于

桑德奇等人的精细工作，获得了较为准确的哈勃常数，这才使得大爆炸宇宙论峰回路转。一般哈勃常数单位取为“千米/(秒·兆秒差距)”，因为

$$秒差距 = 206\ 265\ 天文常数 = 206\ 265 \times 1.5 \times 10^{8}\ 千米 = 3.09 \times 10^{13}\ 千米$$

所以

$$千米/(秒 \cdot 兆秒差距) = 1/3.09 \times 10^{19}\ 秒 = 1/9\ 800\ 亿年$$

由此，宇宙年龄的计算公式为

$$宇宙年龄 = \frac{D}{V} = \frac{1}{H\ 千米/(秒 \cdot 兆秒差距)} = \frac{9\ 800\ 亿年}{H}$$

根据上述计算公式，桑德奇等人测得的哈勃常数为 $H = 30 \sim 110$ 千米/(秒·兆秒差距)，则宇宙年龄为 330 亿年到 90 亿年；后来哈勃空间望远镜测得的哈勃常数为 $H = 75$ 千米/(秒·兆秒差距)，则宇宙年龄为 130 亿年。现在一般认为宇宙年龄为 130—200 亿年。

大爆炸宇宙论得到了大量天文观测研究的支持：

① 河外天体都有谱线红移。

② 大多天体的氦丰度为 25% ～ 30%。

③ 各种天体年龄测定结果均小于 200 亿年。

④ 射电观测证明了微波背景辐射确实存在。

图 29 为大爆炸宇宙模型的示意图。

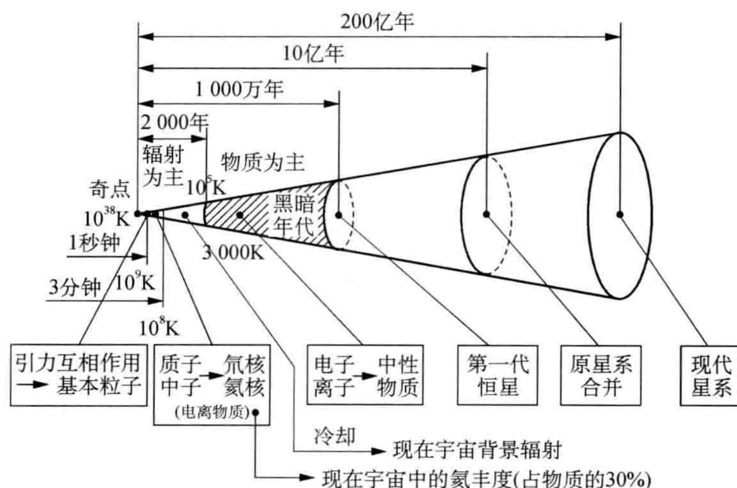


图 29　大爆炸宇宙论模型的示意图

大爆炸宇宙论是建立在爱因斯坦广义相对论和哈勃定律的基础上的，而哈勃定律的应用必须测定恒星的红移，也就是要用到光谱测量。

2.2.6 天文学对望远镜技术提出越来越高的要求

上面回顾了上世纪以来天体物理学的一些重大发现。遥远的天体，特别是河外天体是非常暗弱的，因此当今的天文学对望远镜技术提出越来越高的要求，具体有以下几个方面：

1. 全波段

包括伽马射线、X射线、紫外、可见光、红外、微波、无线电波等波段。由于地面观测受“大气窗口”的限制太大，多数波段的观测要在空间进行，因此各种各样的空间望远镜应运而生。

2. 大口径

接受更多能量，看得更远。地面光学望远镜口径向10 m到50 m发展，地面射电望远镜口径向100 m到500 m发展，空间光学、红外望远镜口径向6～8 m发展。

3. 高分辨率

看得更清、更精细。于是要采用主动光学、自适应光学、光干涉、像复原等先进技术。

4. 高灵敏度接收器

要发展大尺寸、高分辨的CCD，以及高分辨率、高灵敏度的光谱仪、分光光度计和可见光外波段的接收器。

5. 大量信息采集、储存和数据处理

应用大视场望远镜、光导纤维和大存储量高速计算机。

在20世纪末，世界各国一批8～10 m级的地面望远镜纷纷开始研制，相继投入运行；各种新技术被广泛采用，空间望远镜也继续向大口径、全波段配套的目标前进，开始了天文望远镜现代化的新时代。

2.3　天文望远镜大发展时代

2.3.1　8～10 米级地面望远镜

下面简单介绍世界各国主要的 8～10 m 级地面新技术望远镜。

1. 欧南台的新技术望远镜(NTT) 和甚大望远镜(VLT)

1989 年,欧洲南方天文台(ESO) 的 3.5 m 新技术望远镜(NTT) 研制成功,安装在智利的拉西亚山,它开创了薄镜面主动光学的新纪元。

在此基础上,欧南台于 1998 年又成功研制出更大的薄镜面主动光学望远镜 VLT-1,安装在智利的帕瑞纳山。到 2000 年,另外 3 台也相继研制成功投入使用(图 30)。

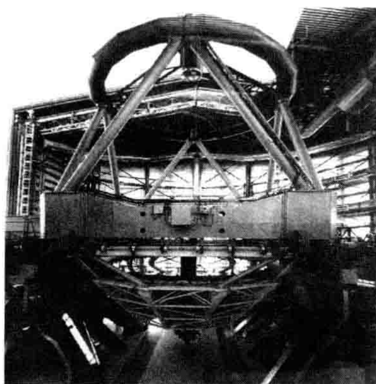


图 30　欧南台 VLT 望远镜

VLT 主镜直径为 8.2 m,厚度 18 cm,由 150 个主动支撑点控制面形,校正后面形误差仅为 8.5 nm。该望远镜的驱动系统首创用"分装式电机" 作直接驱动。直接驱动的优点是可以避免传动链的误差及其机械变形引起的迟滞,而"分装式电机" 相当于将电机的激磁线包直接镶嵌在望远镜的大型驱动盘上,可以产生巨大而稳定的驱动力矩,这是一般电机不可能胜任的。因

此可以说 VLT 开创了现代大望远镜轴系驱动的新思路。VLT 两个高度轴驱动电机直径 2.6 m，每个输出力矩 36 kN・m；一个方位轴驱动电机直径 16 m，输出力矩 125 kN・m。

VLT 望远镜有两个内氏焦点和一个折轴焦点。4 台望远镜共配备了 11 种终端设备，观测波段为 0.3～26 μm。各望远镜既可以单独运行，又可以组合起来进行干涉观测，组合后等效口径达到 16 m。作为干涉仪，VLT 包括 4 台口径 8.2 m 的主望远镜，基线长 47 m 到 130 m；4 台口径 1.8 m 的可移动的辅助望远镜，它们有 30 个台站可供选择，基线长 8 m 到 202 m。干涉仪最高分辨率可达 0.000 5 角秒。图 31 为 VLT 干涉仪的原理示意图，包括望远镜、Coudé 光路、光程延迟线、光束合成器和干涉条纹跟踪器，还有可以锁定星象的快速摆镜、自适应光学变形镜以及跟踪光瞳位置的猫眼反射器等装置。Coudé 焦点以下部分全部设置在地下通道中，通道全长 140 m，共装有 6 套延迟线。

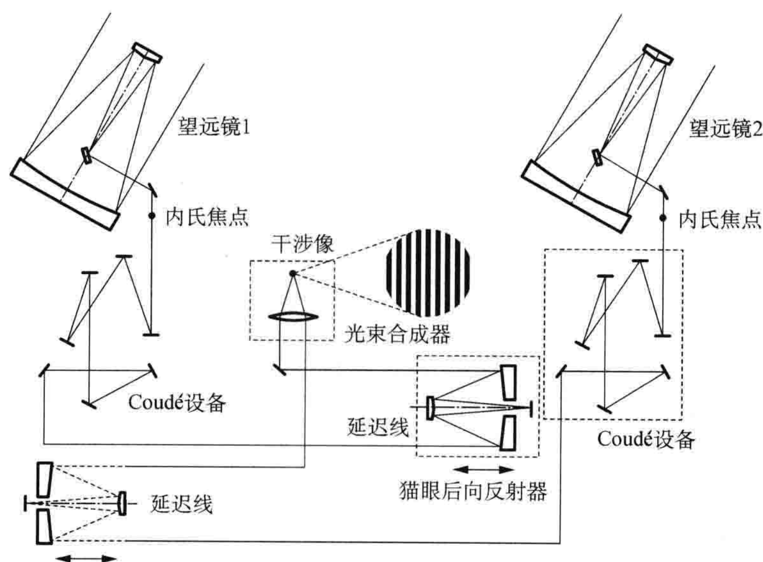


图 31　VLT 干涉仪原理示意图

2. 美国的多镜望远镜(MMT)和凯克(KECK)望远镜

与薄镜面主动光学发明同时，另一种主动光学技术——拼接镜面主动光学也悄然兴起。该技术可追溯到 1979 年研制成功的多镜望远镜(MMT)。

该望远镜由美国史密松天文台和亚利桑那大学合作研制，由 6 个口径为 1.8 m的卡塞格林望远镜组成，用一个称为“六面光束聚合器”激光检测系统使之实现共焦，于是整台望远镜的口径相当于 4.5 m。在一定意义上可以说，MMT 开了拼镜面主动光学的先河。MMT 的子镜采用大型熔石英夹芯蜂窝结构，安装在霍普金斯山。MMT 于 1998 年改装为 6.5 m 直径的整块主镜的望远镜，2000 年开始工作。

MMT 毕竟由多个独立的子望远镜组合而成，而不是直接对望远镜主镜进行拼接而达到共焦，因此它还不算严格意义上的拼镜面主动光学。

第一台拼镜面主动光学望远镜——美国 KECK 望远镜由加利福尼亚大学、加利福尼亚理工学院和 NASA 合作研制，共两台（KECK Ⅰ 和 KECK Ⅱ），安装在夏威夷，分别于 1993 年和 1996 年投入科学运行（图 32）。每台望远镜由 36 块六角形子镜构成，每块子镜口径均为 1.8 m，厚度为 7.5 cm。子镜采用机械浮动支撑（whiffletree，一块子镜有 36 个支撑点），可进行整体倾斜调整。相邻子镜的边界上设置高精度位移传感器，可以探测高低差；在相应的像面上（相当于出瞳位置）设置可以探测“共相”误差的光学系统，通过这些方法实时检测共相误差信号，控制位移促动器实时调整子镜位置，以实现主镜共相。

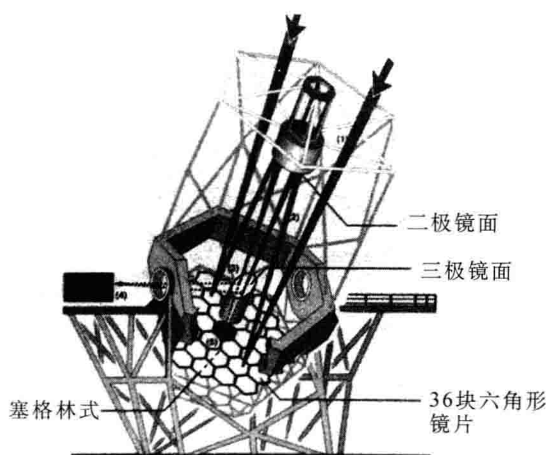


图 32　美国 KECK 望远镜

两台KECK望远镜相距85米，可实现光干涉观测。终端设备有近红外照相机、高分辨CCD相机和高色散光谱仪。该望远镜用于恒星形成和演化、地外行星、银河系、黑洞和暗物质等天文研究。

从技术上讲，值得一提的是KECK望远镜的子镜面形加工采用了新技术，首先是“应力抛光技术”。因该望远镜子镜的面形为“离轴”非球面，用一般的对称型磨镜机很难达到要求。应力抛光技术即预先将子镜用特制夹具加力（力矩）而产生变形，由于施加的力矩可精细调整，使变形达到弹性力学理论计算出来的曲面形状，而这种形状正好等于子镜理论反射曲面与某一球面之差，但方向相反。然后在磨镜机上按球面进行磨削，这样，在解除夹紧力以后，子镜恢复到无应力状态，就获得所需面形。其次，实际上应力抛光还不足以达到最后面形精度要求，因此子镜反射面的最后加工采用“离子束抛光技术”，其原理是在真空容器内用高温离子束将镜面多余部分“烘掉”。

另外，KECK望远镜的机械结构设计也颇有创新。一是它的镜筒为“多层桁架”（见第8章介绍），而非一般的“塞勒里尔桁架”，其机架也采用了优化设计的轻型杆系结构。采用杆系结构不仅大大减轻了望远镜的重量，而且有利于结构的热平衡，从而减小结构变形和改善观测室的视宁度。二是它的传动机构采用摩擦传动，由电机驱动的小摩擦轮成对压在大摩擦轮的直径两端，压紧力相互抵消而输出纯粹力矩。方位轴和高度轴上的电机-小摩擦轮组件的数量分别为8个和2个，传动比分别为111和53；小摩擦轮的输出力矩均为100 N·m。如采用齿轮传动，则需要加工直径10 m以上高精度的大齿轮，这将受到设备的限制，几乎是不可能的。

自VLT望远镜和KECK望远镜问世之后，各国一批口径8～10 m级望远镜相继研制成功，包括GEMINI（口径8.2 m，2台）、HET（口径9.2 m）、SUBARU（口径8.3 m）等，其特点是都采用主动光学或者轻量化主镜、高精度电控等新技术和高效率终端设备，有的还采用光干涉技术。

3. 双子望远镜(GEMINI)

双子望远镜共两台，口径均为8 m。其中GEMINI（北）由美国、英国、加拿大、智利联合制造，位于美国夏威夷，1999年开始工作。GEMINI（南），由澳大利亚、阿根廷、巴西联合建造，位于智利，2001年开始工作。两台望远镜一

台放在北半球，一台放在南半球，可以进行全天系统观测(图 33)。

GEMINI 望远镜同 VLT 望远镜一样采用薄镜面主动光学技术，主镜直径 8.2 m，厚度 20 cm，由 120 个气动式促动器控制面形；副镜有快速倾斜校正功能，有内氏和卡氏两个工作焦点。该望远镜结构设计，包括多层镜筒桁架、杆系结构机架和摩擦传动等，与 KECK 望远镜类似。



图 33　双子望远镜(GEMINI)

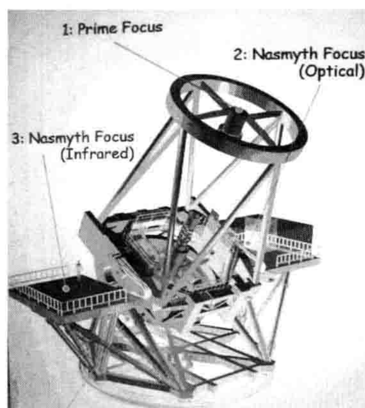


图 34　昴宿星团望远镜(SUBARU)

4. 昴宿星团望远镜(SUBARU)

SUBARU 望远镜由日本建造，安装在美国夏威夷。该望远镜设计类似 VLT 望远镜，采用薄镜面主动光学技术。主镜材料为 ULE(超低膨胀玻璃)，直径为 8.3 m，厚度为 20 cm，反射面精度 12 nm，用 261 个力促动器校正面形。基本光学系统为 RC 系统。有 4 个工作焦点，包括主焦、卡焦和两个内氏焦点。备有主焦宽视场像差改正镜和 188 单元自适应光学系统。接收设备有中、高色散红外光谱仪和相机、可见光多目标光纤光谱仪、精细相机和多缝光谱仪等。工作波段为 0.3～30 μm。该望远镜于 1999 年开始工作，用于遥远星系的探测，研究恒星的诞生和演化(图 34)。

5. 霍比－埃伯利望远镜(Hobby-Eberly Telescope，简称 HET)

HET 望远镜由美、德联合制造，采用拼镜面主动光学，主镜直径 9.2 m，安装在美国麦克唐纳天文台，1997 年落成(图 35)。

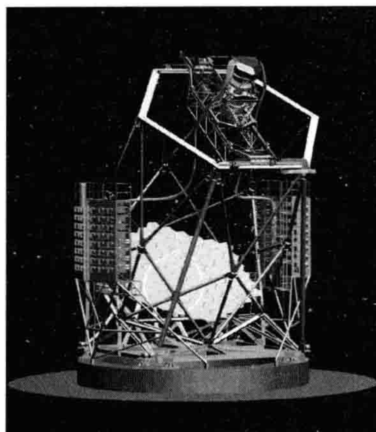


图 35 HET 望远镜

HET 望远镜是光谱巡天用望远镜，设计比较独特，光学原理参见第 6 章图 25 及相关叙述，其主镜面形为球面，光轴的天顶角固定不变，为 35°；方位可作 360° 转动，但只用于改换观测天区，一次观测中望远镜是固定不动的。这样对主镜来讲重力变形是固定不变的，因而主镜面形就不需要随天顶距改变而频繁调整。该望远镜只用主焦点工作。在一次观测中，镜筒前端的主焦点装置（包括三维移动的复杂机构）可以使接收器精确跟踪目标，并保持处于焦面正确位置。焦面装置备有球差改正器，每次观测只用到主镜的一部分。可观测天区为赤纬－10°到 75°，但对不同赤纬的星可观测的时段不同，跟踪时间长短也可能不同，为 45 分钟到 2.5 小时（见 6.6 节分析）。HET 的主镜采用拼镜面主动光学技术，由 91 块六角形微晶玻璃子镜组成，每块子镜直径 1 m，厚 5 cm，用 3 个位移促动器控制整体方向。在望远镜的南边设立一个高塔，上有主镜共焦检测系统，主镜主动校正时望远镜朝向南方。主动光学主要改正由于温度变化引起的结构变形。接收设备包括焦面上的长缝光谱仪、圆顶下层的中分辨率光谱仪和高分辨率光谱仪，后两者通过光导纤维和焦面连接。HET 望远镜由于其独特的设计造价大为降低。

6. 大双筒望远镜（LBT）

LBT 望远镜由意、美、德联合研制，安装在美国亚利桑那州的格拉汉姆，2004 年落成（图 36）。

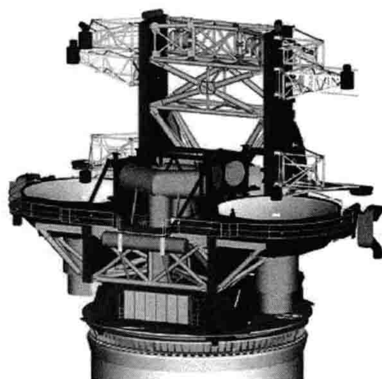


图 36　大双筒望远镜

LBT 望远镜两主镜直径 8.4 m，均为熔石英蜂窝镜，其定位支撑和加力支撑，包括侧支撑，全部作用于蜂窝镜底面，其中加力支撑为 160 个可控气动单元。主镜面形加工精度为 28 nm。望远镜采用地平式机架，特色是高度轴为液压“双轭”结构。两主镜并列放置在轭架上，中心相距 14.4 m。轭架上方装有立柱和横梁，以及若干摇臂。其中一对摇臂支撑两个自适应格雷戈里副镜，副镜材料为微晶玻璃，直径为 911 mm，厚度只有 1.6 mm，每个背面装有 672 个音圈促动器，校正频率高达 1 kHz。两条光路各有本身的格雷戈里焦点（在主镜后面），上置大型可见 — 紫外光谱仪。另外还有摇臂支撑主焦点仪器（2 个宽视场主焦相机）和 2 个第三镜（平面镜），前者可以和自适应副镜快速切换。第三镜位于主镜上方，它们可以插入格雷戈里光路，并且方向可控，将副镜反射光束转向望远镜中面附近，产生 3 对格雷戈里焦点。其中一对放置常规接收器（中红外光谱仪）；另外两对主要用于共相成像，其中一对放置“零位干涉仪”，用于中红外波段观测；另一对放置有自适应光学的“共相阵列成像仪”，用于近红外波段观测。LBT 用常规接收器时，望远镜等效口径为 11.8 m；对于共相成像，望远镜等效口径为 22.8 m（基线方向上的分辨率）。各焦点均有消像场旋转的机构。该望远镜主镜圆顶很小，与望远镜方位同步转动。

7. 大天区面积多目标光纤光谱望远镜（LAMOST）

我国首创的大天区面积多目标光纤光谱望远镜（Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopy Telescope）于 2008 年成功研制，安装在国

家天文台兴隆观测站(图 37)。

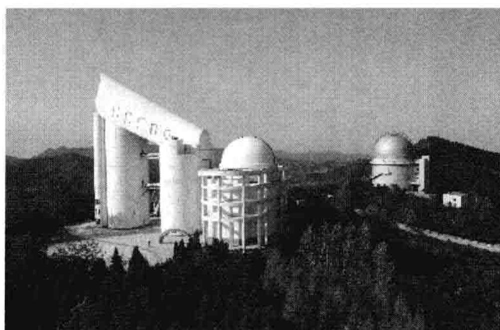


图 37　LAMOST 望远镜

该望远镜光路原理类似于定日镜光路(参见第 6 章图 13 和图 14a),只不过一般定日镜(平面镜)采用赤道式机架,用一根轴(极轴)跟踪,并且出射光方向和后继望远镜的光轴都取极轴方向,只有这样才能使得跟踪过程中两者始终保持一致。而 LAMOST 望远镜的第一镜(可用主动光学调整面形的“平面镜”)采用地平式机架,同时用方位轴和高度轴跟踪,因此出射光方向不必限制在极轴方向。LAMOST 的后继望远镜(球面镜和焦面系统)取高度角 25° 放置,朝向南方。平面镜和球面镜的中心距为 40 m,球面镜的焦距为 20 m(图 38)。LAMOST 望远镜可观测的天区从赤纬 −10° 到 90°,中天前后共 1.5 h。

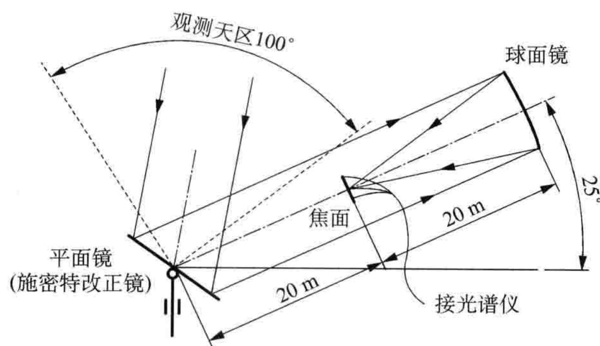


图 38　LAMOST 望远镜光路

LAMOST 望远镜的球面镜口径近似 6 m,采用拼镜面主动光学技术,由 36 块 75 mm 厚的六角形子镜组成;平面镜口径近似 5 m,采用拼镜面主动光学和薄镜面主动光学相结合的技术,由 24 块 25 mm 厚的六角形子镜组成。所

有子镜的对角线均为1.1 m，用微晶玻璃制造。焦面板直径1.75 m，上面装有4 000根光纤，每根光纤都可用两维机构根据观测目标位置在所在范围内精确调整（一次观测到的恒星数目因天区而不等，总数略小于4 000），光纤与下层观测室的多台光谱仪相连。

正因为LAMOST望远镜的平面镜面形可调，从而可以改正球面镜产生的像差，因此起施密特改正镜的功效。这样，该望远镜实质上是一台大型反射式施密特望远镜（大视场望远镜）。但是有一个问题对于LAMOST望远镜来说是巨大挑战：因为它的“镜筒”光轴是固定不动的，但是当观测不同天体或对同一天体跟踪时，改正镜是转动的，它不但重力变形在不断变化，而且作为施密特改正镜，其面形也必须不断改变。LAMOST望远镜巧妙地用主动光学技术来实时赋予改正镜以正确面形，实现了预定目标，因此具有重要的自主创新意义。该望远镜的有效视场按观测天区（赤纬）不等，为3°～5°，光学成像质量为80%光能量集中在2″之内。

LAMOST望远镜主要用于光谱巡天观测，极限观测星等为20.5等，光谱范围390～900 nm。迄今为止，LAMOST望远镜是世界上光谱获取率最高的望远镜，已经成功观测到大量的恒星光谱。该望远镜将在星系、类星体和宇宙大尺度结构等研究方面做出重要贡献。

2.3.2　下一代超大望远镜

在8～10 m级望远镜研制成功的基础上，下一代超大望远镜也开始了酝酿，目前主要有以下几个计划或方案：

1. 大麦哲伦望远镜(GMT)

大麦哲伦望远镜（Giant Magellan Telescope，简称GMT）由美国的华盛顿卡内基研究所等8个单位与澳大利亚国立大学合作建造（图39），等效口径21.4 m的主镜由7块直径8.4 m的子镜组成，计划于2016年建成，安装在智利，预算造价6.25亿美元。

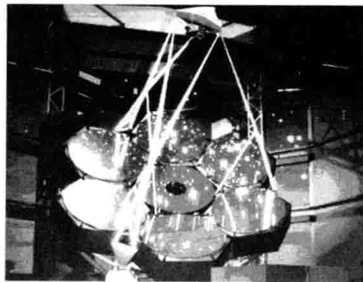


图39　GMT望远镜

2. 美国三十米望远镜(TMT)

美国三十米望远镜(Thirty Meter Telescope，简称 TMT)主镜口径 30 m，由 738 块 1.2 m 的子镜构成，中国和加拿大参与研制，预计造价 10 亿美元，计划 2016 年建成(图 40)。

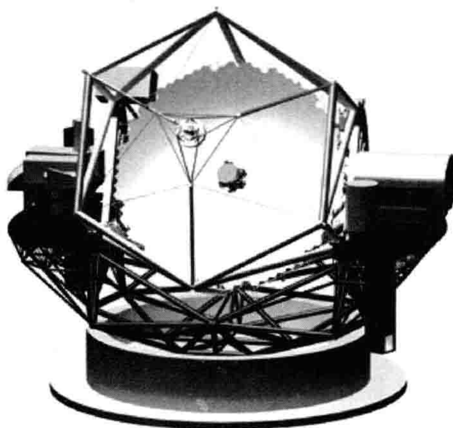


图 40　TMT 望远镜

3. 欧洲超大望远镜(E-ELT)

欧洲超大望远镜(European Extremely Large Telescope)由欧洲南方天文台成员国在智利建造，主镜口径 42 m，由 906 块 1.45 m 的子镜构成，计划 2017 年完成(图 41)。

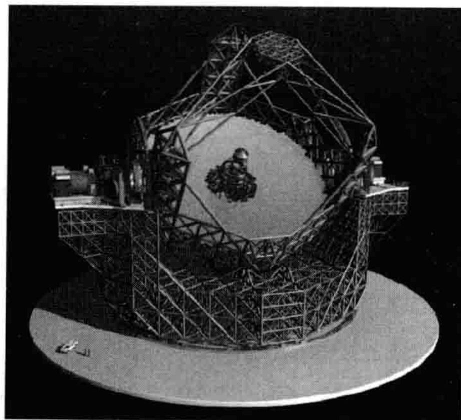


图 41　E-ELT 望远镜计划

4. 中国极大望远镜(CFGT)

中国极大望远镜(Chinese Future Giant Telescope)由中国科学院南京天文光学技术研究所提出(图 42),主镜口径为 30 m,工作于光学和红外波段,计划安装在于中国西部的青藏高原。该望远镜可用于探测和研究星系的形成和演化,以及观测太阳系外行星、暗物质、暗能量和黑洞等天文现象。

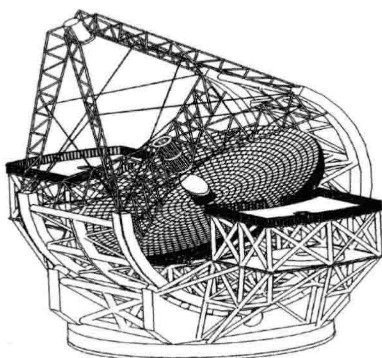


图 42　CFGT 望远镜计划

2.3.3　空间望远镜

20 世纪下半叶以来各国已经发射了大量的天文用空间探测器,特别是近 20 多年来,以哈勃空间望远镜为代表的大型天文卫星的发射和成功运行使天文观测冲破了地球大气窗口和大气视宁度的限制,开辟了空间天文新时代。这里仅列举几个著名的空间望远镜。

1. 哈勃空间望远镜

哈勃空间望远镜由美国于 1990 年发射(图 43)。该望远镜长 13.3 m,直径 4.3 m,重 11.6 t,光学系统采用 R-C 系统,主镜为熔石英夹心蜂窝结构,口径 2.4 m,副镜直径 0.3 m。镜筒为低膨胀碳纤维材料制成的桁架,每根杆件均包裹多层隔热材料。主镜支撑是在反作用板(主镜室)上采用 36 点可调支撑,副镜支撑采用六杆调整机构。接收仪器包括宽视场行星照相机、暗弱天体照相机、暗弱天体摄谱仪、高分辨摄谱仪以及高速光度计等。工作波段从紫外到近红外(0.115 ~ 2.5 μm)。运行轨道为近地轨道。

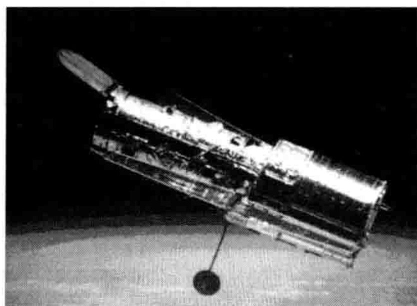


图 43　哈勃空间望远镜

哈勃空间望远镜的主镜在磨制时采用的检测系统有误差，这导致主镜存在球差，成像不清晰。后于 1993 年在轨修复，安装带有校正像差能力的透镜系统，精度得到恢复。

哈勃空间望远镜于 1994 年清楚记录了彗木相撞，并大量观测到系外小行星、超新星爆发、原恒星盘细节、类星体和黑洞等天文现象，测定了哈勃常数，对天文学做出了重要贡献。

2. 詹姆斯·韦伯望远镜

即将发射的詹姆斯·韦伯望远镜(图 44) 是哈勃望远镜的“接班人”。其主镜口径为 6 m。接收仪器有红外相机、近红外光谱仪、组合式中红外相机和光谱仪。工作波段为红外。运行轨道是距地球 150 万 km 的第二拉格朗日点。

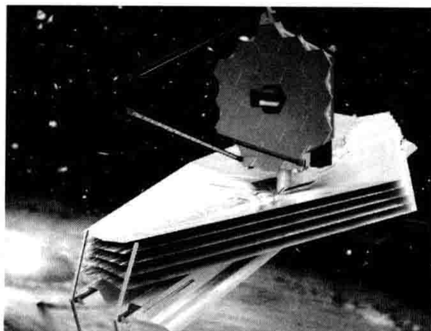


图 44　詹姆斯·韦伯望远镜

3. 康普顿 γ 射线天文台

康普顿 γ 射线天文台(图 45) 由美国于 1991 年发射，重量 17 t，有效载荷

7 t，是 20 世纪最重的空间望远镜。接收仪器有定向闪光光谱仪、康普顿成像望远镜、高能 γ 射线试验望远镜等。

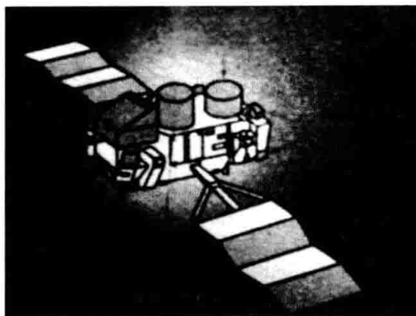


图 45　康普顿 γ 射线天文台

康普顿γ射线天文台运行9年时就已观测到2 600起γ射线事件，遍布全宇宙，包括 30 个目前尚未知的星体，找到 400 多个 γ 射线源。

4. 钱德拉 X 射线天文台

钱德拉 X 射线天文台（图 46）由美国于 1999 年发射。接收仪器包括电荷耦合成像光谱仪、高分辨相机、高能透射光栅和低能透射光栅。运行轨道高度为 10 000 ～ 14 000 km（远离地球辐射带）。



图 46　钱德拉 X 射线天文台

该卫星获得的高能 X 射线数据，结合哈勃望远镜和康普顿 γ 射线天文台在其他波段的数据，加深了人类对黑洞、碰撞星系和超新星遗迹的了解。

5. 斯必泽空间红外望远镜

斯必泽空间红外望远镜（图 47）由美国于 2003 年发射。主镜口径为 85 cm。工作波段为 3 ～ 180 μm。接收仪器有红外阵列相机、红外摄谱仪和多

波段光谱仪,可拍摄红外图像与光谱。运行轨道是“尾随地球的日心轨道”,卫星始终处于地球阴影中,这样可以大大节省制冷液氦。

该卫星的天文目标是寻找系外行星,通过观测褐矮星、超大行星以及不同演化阶段的尘埃盘,研究恒星形成过程、未知的河外星系和早期的宇宙。

红外望远镜的特点之一是望远镜须处于接近绝对零度的极低温度环境下。因此一般要将设备置于极低温下发射,并携带大量的制冷剂。该望远镜采用“暖发射方式”,即利用空间低温条件,先将卫星冷却到 50 K,然后切断望远镜和卫星外壳的热传导,再用制冷设备将望远镜冷却到 5.5 K,接收器冷却到 1.4 K,这样可以大大节省制冷剂。

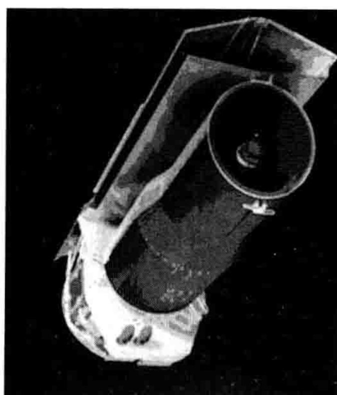


图 47　斯必泽空间红外望远镜

第三章　波动光学基础

3.1　波动光学概述和望远镜衍射成像

3.1.1　波动光学对望远镜设计的意义

望远镜总体设计涉及一些基本的光学概念，包括：

望远镜的理论分辨率和空间截止频率；

天文光干涉、孔径合成和空间频率覆盖；

达到衍射极限的光学系统；

斑点干涉和成像技术；

光瞳形状及遮挡对像斑的影响；

主动光学和自适应光学原理；

望远镜成像质量的评价方法；

波前误差、波前误差探测和相位复原等。

为了弄懂这些光学概念，就必须掌握基本的波动光学知识。

3.1.2　有关数学公式

1. 欧拉公式

$$\cos\theta = \frac{1}{2}(e^{i\theta} + e^{-i\theta}) \tag{1}$$

$$\sin\theta = -\frac{i}{2}(e^{i\theta} - e^{-i\theta}) \tag{2}$$

$$e^{i\theta} = \cos\theta + i\sin\theta \tag{3}$$

$$e^{-i\theta} = \cos\theta - i\sin\theta \tag{4}$$

2. 傅里叶变换

1）傅里叶变换和逆傅里叶变换

函数 $f(x)$ 的傅里叶变换为

$$F(f) = \mathscr{F}\{f(x)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)e^{-i2\pi fx}\,dx \tag{5}$$

式中指数部分的 f 为傅里叶变换的自变量(频率)，与函数 $f()$ 的 f 意义不同。函数 $F(f)$ 的逆傅里叶变换为

$$f(x) = \mathscr{F}^{-1}\{F(f)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} F(f)e^{i2\pi fx}\,df \tag{6}$$

$f(x)$ 和 $F(f)$ 互为傅里叶变换对，两者关系用下面符号表示，前后不能颠倒：

$$\underset{\text{原函数}}{f(x)} \leftrightarrow \underset{\text{傅里叶变换}}{F(f)} \tag{7}$$

2）二元函数的傅里叶变换

$$\mathscr{F}\{f(x,y)\} = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)e^{-i2\pi(f_x x+f_y y)}\,dx\,dy$$

在本章和第 9 章中，为书写简单起见，采用上式二重定积分符号，它表示变量 x 和 y 均从 $-\infty$ 到 $+\infty$。

3）变量除以常数后傅里叶变换

对一元函数，如 $f(x)\leftrightarrow F(f)$，则

$$f\left(\frac{x}{D}\right) \leftrightarrow DF(Df) \tag{8}$$

对二元函数，如 $f(x,y)\leftrightarrow F(f_x,f_y)$，则

$$f\left(\frac{x}{a},\frac{y}{b}\right) \leftrightarrow abF(af_x,bf_y) \tag{8'}$$

4）傅里叶变换的线性性质

如 $f_1(x) \leftrightarrow F_1(f)$，$f_2(x) \leftrightarrow F_2(f)$

则

$$a_1 f_1(x) + a_2 f_2(x) \leftrightarrow a_1 F_1(f) + a_2 F_2(f) \tag{9}$$

5）傅里叶变换的平移性质

$$\mathscr{F}\{f(x \pm x_0)\} = \mathscr{F}\{f(x)\}e^{\pm i2\pi x_0 f} \tag{10}$$

6) 函数取正反两次傅氏变换

$$\mathscr{F}^{-1}\{\mathscr{F}\{f(x)\}\} = \mathscr{F}\{\mathscr{F}^{-1}\{f(x)\}\} = f(x)$$

7) 函数重复取傅氏变换

设原函数为 $f(x)$，第一次傅里叶变换的频率为 f'，它可以表示为 $f' = bx'$，b 为常数，x' 为新坐标；第二次傅里叶变换的频率为 f_x，则两次对 $f(x)$ 取傅氏变换为

$$\mathscr{F}\{\mathscr{F}\{f(x)\}_{f'=bx'}\} = \frac{1}{b}f\left(-\frac{f_x}{b}\right) \tag{11}$$

推广到二维函数，上述关系为

$$\mathscr{F}\{\mathscr{F}\{f(x,y)\}_{f'_x=bx',f'_y=by'}\} = \frac{1}{b^2}f\left(-\frac{f_x}{b},-\frac{f_y}{b}\right) \tag{11'}$$

在此，第一次傅氏变换的频率表示为 $f'_x = bx'$，$f'_y = by'$，x'、y' 为新坐标；第二次傅氏变换的频率为 f_x、f_y。

3. 卷积

1) 卷积定义

$$\begin{aligned} f_1(x) * f_2(x) &= \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x-x')f_2(x')\mathrm{d}x' \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x')f_2(x-x')\mathrm{d}x' \end{aligned} \tag{12}$$

2) 卷积交换律

$$f_1(x) * f_2(x) = f_2(x) * f_1(x) \tag{13}$$

3) 卷积定理

如 $f_1(x) \leftrightarrow F_1(f)$，$f_2(x) \leftrightarrow F_2(f)$

则

$$f_1(x) * f_2(x) \leftrightarrow F_1(f) \cdot F_2(f) \tag{14}$$

$$f_1(x) \cdot f_2(x) \leftrightarrow F_1(f) * F_2(f) \tag{14'}$$

4) 二元函数的卷积

$$f_1(x,y) * f_2(x,y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f_1(x',y')f_2(x-x',y-y')\mathrm{d}x'\mathrm{d}y' \tag{12'}$$

说明一点，波动光学卷积中的两个函数本身往往分别采用像面坐标系 (x,y) 和物面坐标系 (x_1,y_1)，但两者为共轭对应关系，为了分析简单起见，

比例尺一般归化为1，卷积式子中可以统一采用像面坐标，但为了习惯起见有时也保留各自的坐标形式。

4. 相关

1）一元函数的相关

$$f_1(x)\bigstar f_2(x)=\int_{-\infty}^{+\infty}\overline{f_1(x')}f_2(x'+x)\mathrm{d}x'$$

$$=\int_{-\infty}^{+\infty}\overline{f_1(x'-x)}f_2(x')\mathrm{d}x' \tag{15}$$

式中，★ 为相关符号，横杠表示复数。

2）二元函数的自相关

$$f(x,y)\bigstar f(x,y)=\iint_{-\infty}^{+\infty}\overline{f(x',y')}f(x'+x,y'+y)\mathrm{d}x'\mathrm{d}y'$$

$$=\iint_{-\infty}^{+\infty}\overline{f(x'-x,y'-y)}f(x',y')\mathrm{d}x'\mathrm{d}y' \tag{16}$$

3）实函数自相关

$$f(x)\bigstar f(x)=\int_{-\infty}^{+\infty}f(x')f(x'+x)\mathrm{d}x'$$

$$=\int_{-\infty}^{+\infty}f(x'-x)f(x')\mathrm{d}x' \tag{16'}$$

4）二元实函数的自相关

$$f(x,y)\bigstar f(x,y)=\iint_{-\infty}^{+\infty}f(x',y')f(x'+x,y'+y)\mathrm{d}x'\mathrm{d}y'$$

$$=\iint_{-\infty}^{+\infty}f(x'-x,y'-y)f(x',y')\mathrm{d}x'\mathrm{d}y' \tag{17}$$

5）自相关定理

$$\text{①}\ f(x)\bigstar f(x)\leftrightarrow|F(f)|^2 \tag{18}$$

$$\text{②}\ |f(x)|^2\leftrightarrow F(f)\bigstar F(f) \tag{19}$$

5. δ 函数

1）δ 函数定义

$$\delta(x)=\begin{cases}\infty & (x=0)\\ 0 & (\text{其他点})\end{cases}$$

2) δ 函数的傅氏变换

$$\mathscr{F}\{\delta(x)\} = 1 \tag{20}$$

3) δ 函数与其他函数的卷积

$$f(x) * \delta(x-a) = f(x-a) \tag{21}$$

3.1.3 光波的空间表示

1. 复振幅概念

当光线和光波前进方向一致时，传播途中的任意一点的振动可表示为

$$E = E_0 \cos(\omega t - \varphi_0) \tag{22}$$

考察复数

$$E_0 \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega t - \varphi_0)} = E_0 \cos(\omega t - \varphi_0) - \mathrm{i}E_0 \sin(\omega t - \varphi_0)$$

与上面的谐振动函数相比可见，它的模就是谐振动的振幅，它的幅角就是谐振动的相位，它的实部就是谐振动本身。除此以外，两种函数还有运算上的等效性(见下文)，这样不妨将 22 式用以下复数表示：

$$E = E_0 \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega t - \varphi_0)} = (E_0 \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi_0}) \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t} \tag{22$'$}$$

上式的后半部分是以时间为参数的振动，而前半部分

$$E_r = E_0 \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi_0}$$

是与时间无关的量；如果将 E_0 和 φ_0 看作点的空间位置的函数，则它就是当 $t = 0$ 时 光振动的空间强弱的分布。因此它的模和幅角是距离 r 或坐标 x、y、z 的函数，如有以下形式：

$$E(r) = E_0(r) \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi_0(r)} \tag{23}$$

这一部分对于 22$'$ 式来讲相当于随时间振动的振幅；而另一方面，其本身也是一个复数，故而称之为“复振幅”。

下面说明采用复数或三角函数进行运算的等效性。设两光振动 E_1 和 E_2 在同一点相遇，则该点合振动为

$$E_1 + E_2 = A_1 \cos\varphi_1 + A_2 \cos\varphi_2 = A \cos\varphi$$

上式中 A_1、A_2、φ_1、φ_2 是距离 r 或坐标的函数。如用复数形式运算，则为

$$A_1 \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi_1} + A_2 \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi_2} = A' \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi'}$$

易于证明这两种运算方法所得的振幅和相位是相同的(证明从略)，即

$$A' = A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2)}$$

$$\tan\varphi' = \tan\varphi = \frac{A_1\sin\varphi_1 + A_2\sin\varphi_2}{A_1\cos\varphi_1 + A_2\cos\varphi_2}$$

既然可以求和，当然也可对变量（坐标）积分。由此可见采用复振幅运算的等效性和方便性。

2. 光线前后复振幅的推算

如由光线前端的复振幅推算光线后端的复振幅，光程 r 对光振动的振幅和相位都有作用，因此可将这两方面的影响分别表示为一个复数的模（乘数）和相位（加数），而光线后端的复振幅即为两复数的乘积。设光线前端的复振幅为 $E_A\mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi_A}$（图 1），则光线后端的复振幅为

$$E_B = E_A\mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi_A}E_{AB}(r)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kr} = E_AE_{AB}(r)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\varphi_A-kr)}$$

式中，$E_{AB}(r)$ 为此过程中 r 对振幅的影响，kr 为 r 对相位的影响，k 为光程-相位转换因子：

$$k = 2\pi/\lambda \tag{24}$$

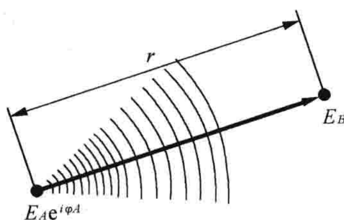


图 1　光线前后端的复振幅

3.1.4　夫琅禾费衍射和菲涅耳衍射

1. 点光源的衍射像，菲涅耳-基尔霍夫公式

如图 2，点光源 S 通过光瞳 Σ 后照亮 P 点。设光瞳上各点的复振幅为 $E(\Sigma)$，则 P 点的光振动由菲涅耳-基尔霍夫公式给出：

$$E(P) = \frac{1}{2\mathrm{i}\lambda}\iint_{\Sigma}\frac{E(\Sigma)\mathrm{e}^{\mathrm{i}kr}}{r}(1+\cos\theta)\mathrm{d}\sigma \tag{25}$$

式中，r 为光瞳到像点的距离，θ 为波面法线与衍射光线之间的夹角，Σ 为光瞳面范围。菲涅耳-基尔霍夫公式可由麦克斯韦电磁方程导出。

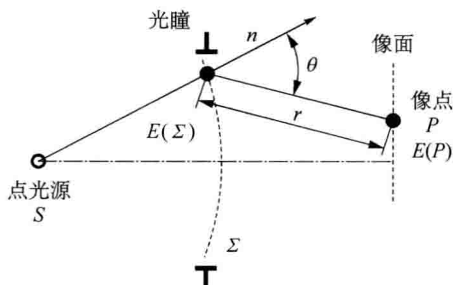


图 2　菲涅耳-基尔霍夫公式

2. 光瞳光振动的夫琅禾费衍射

为了叙述方便起见，本章中定义 3 个坐标系，分别是物面坐标系 (x_0, y_0)、光瞳面坐标系 (x_1, y_1) 和像面坐标系 (x, y)，而纵坐标 z 则公用，为"浮动"坐标，有时 z 也表示两个坐标系之间的纵向距离。请注意前后文的说明。

对照图 2 和图 3，建立光瞳面坐标系 (x_1, y_1) 和像面坐标系 (x, y)，两者之间的距离为 z，设光瞳面上复振幅的分布为 $g(x_1, y_1)$，称为"光瞳函数"。如 S 和 P 到光瞳的距离比光瞳直径大得多，则可作如下假设：

(1) 角度 θ 较小，$1+\cos\theta \approx 2$；

(2) $g(x_1, y_1)$ 为受到光瞳限制的平面波，即在光瞳范围内 $g(x_1, y_1) =$ 常数；

(3) 被积函数分母中的 r 近似等于光瞳面到像面的距离 z，这对像的相位部分没有影响。

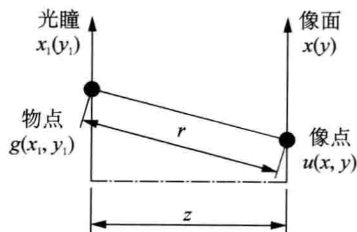


图 3　夫琅禾费近似采用的坐标系

于是 25 式简化为

$$u(x,y)=\frac{1}{\mathrm{i}\lambda z}\iint_{\Sigma}g(x_1,y_1)\mathrm{e}^{\mathrm{i}kr}\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1 \tag{26}$$

式中

$$r=\sqrt{(x-x_1)^2+(y-y_1)^2+z^2}$$

在前面假设的条件下，上式可作级数展开，并取近似如下：

$$r=\underbrace{\underbrace{z+\frac{x^2+y^2}{2z}-\frac{xx_1+yy_1}{z}}_{\text{夫琅禾费近似}}+\frac{x_1^2+y_1^2}{2z}}_{\text{菲涅耳近似}}-\cdots\cdots \tag{27}$$

如取前3项，则称为“夫琅禾费近似”。夫琅禾费近似要求像面离光瞳足够远，一般要求 $z>D^2/\lambda$。将此近似式代入26式，并将积分域扩大到 $-\infty$ 到 $+\infty$（这对该积分没有影响），得

$$u(x,y)=C(x,y)\iint_{-\infty}^{+\infty}g(x_1,y_1)\cdot\mathrm{e}^{-\mathrm{i}2\pi\left(\frac{xx_1}{\lambda z}+\frac{yy_1}{\lambda z}\right)}\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1 \tag{28}$$

上式即为夫琅禾费衍射公式。对照数学中的傅里叶变换公式，上式可写为

$$u(x,y)=C(x,y)\mathscr{F}\{g(x_1,y_1)\}_{f_x=\frac{x}{\lambda z},f_y=\frac{y}{\lambda z}} \tag{29}$$

上式中 $C(x,y)$ 为光瞳中心点的衍射像，称为“点光源传递函数”：

$$C(x,y)=\frac{1}{\mathrm{i}\lambda z}\mathrm{e}^{\mathrm{i}k\left(z+\frac{x^2+y^2}{2z}\right)} \tag{30}$$

点光源传递函数的频率比积分部分的频率高得多（详见下文分析），因此当分析像的相位时往往将其视为一个比例系数。

事实上，夫琅禾费近似公式中的“物”$g(x_1,y_1)$ 不限于光瞳函数，而可以是任意发单色光的平面物体（物函数），因而它是具有普遍意义的光波在远场衍射条件下的物像关系公式。该式说明，如果忽略振幅的比例系数，则夫琅禾费衍射像即为物的傅里叶变换，只是应将频率取为

$$f_x=\frac{x}{\lambda z}\text{ 和 }f_y=\frac{y}{\lambda z} \tag{31}$$

3. 菲涅耳近似

菲涅耳近似比夫琅禾费近似多取一项：

$$\frac{x_1^2+y_1^2}{2z}$$

对照 28 式和 29 式可直接写出菲涅耳衍射公式，为

$$u(x,y)=C(x,y)\mathscr{F}\{g(x_1,y_1)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}k\frac{x_1^2+y_1^2}{2z}}\}_{f_x=\frac{x}{\lambda z},f_y=\frac{y}{\lambda z}} \tag{32}$$

3.1.5　波动光学物像关系的计算方法

1. 面源物体通过光瞳的衍射像

如图 4，设在物面上存在面型光振动 $g(x_0,y_0)$，物、像距离分别为 d_1 和 d_2。应用夫琅禾费公式(26 式) 可得到其在光瞳面上的光振动：

$$\begin{aligned}u_1(x_1,y_1)&=C_1(x_1,y_1)\mathscr{F}\{g(x_0,y_0)\}_{f_x=\frac{x_1}{\lambda d_1},f_y=\frac{y_1}{\lambda d_1}}\\&=C_1(x_1,y_1)G(x_1,y_1)\end{aligned}$$

式中 $G(x_1,y_1)$ 为 $g(x_0,y_0)$ 的傅里叶变换，但将自变量(频率) 换成了光瞳坐标。然后考虑光瞳限制，再在最后像面上成像。

$$u(x,y)=C(x,y)\mathscr{F}\{C_1(x_1,y_1)\cdot G(x_1,y_1)\cdot P(x_1,y_1)\}_{f_x=\frac{x}{\lambda d_2},f_y=\frac{y}{\lambda d_2}}$$

根据“卷积定理”，上式可展开为

$$u(x,y)=C(x,y)\mathscr{F}\{C_1(x_1,y_1)\}*\mathscr{F}\{G(x_1,y_1)\}*\mathscr{F}\{P(x_1,y_1)\}_{f_x=\frac{x}{\lambda d_2},f_y=\frac{y}{\lambda d_2}} \tag{33}$$

式中 * 为卷积符号。记

$$C'=C(x,y)\mathscr{F}\{C_1(x_1,y_1)\}_{f_x=\frac{x}{\lambda d_2},f_y=\frac{y}{\lambda d_2}}$$

并近似地将其看作常数(因其频率与后面两项的频率不是一个量级)，则 33 式成为

$$u(x,y)=C'\mathscr{F}\{G(x_1,y_1)\}*\mathscr{F}\{P(x_1,y_1)\} \tag{33'}$$

上式中间一项为物函数的两次傅氏变换，应用基本公式(11′)，这里

$$b=\frac{1}{\lambda d_1}\quad f_x=\frac{x}{\lambda d_2}\quad f_y=\frac{y}{\lambda d_2}$$

得

$$\mathscr{F}\{G(x_1,y_1)\}=\mathscr{F}\{\mathscr{F}\{g(x_0,y_0)\}\}=\lambda^2d_1^2g\left(-\frac{d_1}{d_2}x,-\frac{d_1}{d_2}y\right)$$

将上式代入 33′ 式，得

$$u(x,y)=C'\lambda^2d_1^2g\left(-\frac{d_1}{d_2}x,-\frac{d_1}{d_2}y\right)*\mathscr{F}\{P(x_1,y_1)\}_{f_x=\frac{x}{\lambda d_2},f_y=\frac{y}{\lambda d_2}} \tag{34}$$

此式表明：面源物体的成像表现为经比例缩放（缩放比例尺为物、像距离之比）后的物函数和光瞳的傅氏变换的卷积（前带常数因子）。两个函数的卷积的精细程度取决于细节较差的函数，因此像的分辨率总是比物的分辨率低。

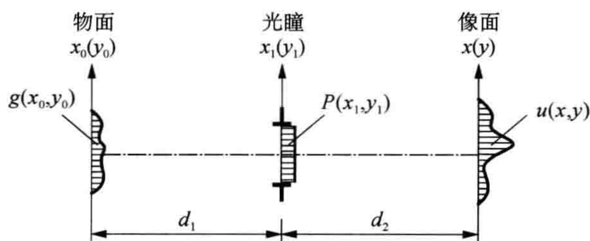


图 4　面源物体通过光瞳的衍射像

2. 光焦度系统的作用

在光路中加入有一定光焦度的“完善成像系统”，可实现近距离观测夫琅禾费衍射。近距离衍射应该用菲涅耳近似公式：

$$u(x,y) = C(x,y)\,\mathscr{F}\{g(x_1,y_1)\mathrm{e}^{\mathrm{i}k\frac{x_1^2+y_1^2}{2z}}\}_{f_x=\frac{x}{\lambda z},f_y=\frac{y}{\lambda z}} \tag{35}$$

完善成像系统可以抛物面望远镜系统为例加以说明，其曲面形状为（图 5）

$$\Delta z = -\frac{x_1^2+y_1^2}{4f'}$$

式中 f' 为抛物面焦距。由于反射关系，在旁轴条件下，在镜面各点存在光程差

$$d \approx 2\Delta z = -\frac{x_1^2+y_1^2}{2f'} \tag{36}$$

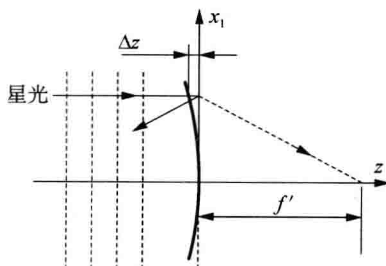


图 5　抛物面反射镜引进的光程差

如为平面波入射，加上此光程差，在 $z=f'$ 处观看菲涅耳衍射，则 35 式成为

$$\begin{aligned} u(x,y) &= C(x,y)\,\mathscr{F}\{g(x_1,y_1)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}k\frac{x_1^2+y_1^2}{2f'}}\cdot \mathrm{e}^{-\mathrm{i}k\frac{x_1^2+y_1^2}{2f'}}\}_{f_x=\frac{x}{\lambda f'},f_y=\frac{y}{\lambda f'}} \\ &= C(x,y)\,\mathscr{F}\{g(x_1,y_1)\}_{f_x=\frac{x}{\lambda f'},f_y=\frac{y}{\lambda f'}} \end{aligned} \tag{37}$$

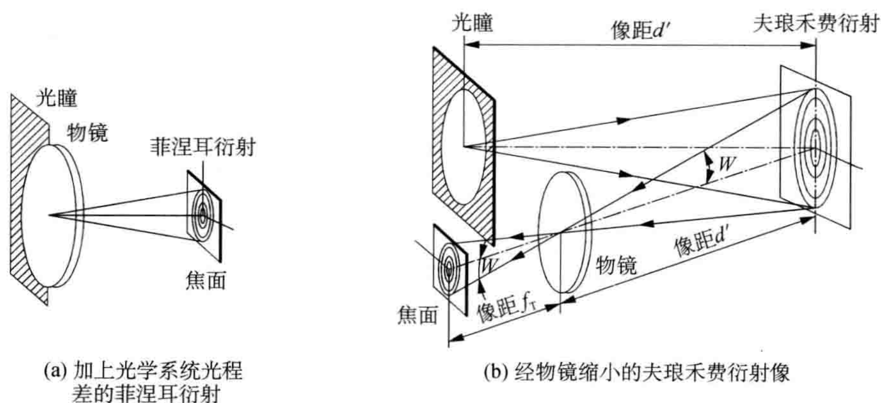
上式即为夫琅禾费衍射公式（29 式）。实际光学系统是有波像差的，计算是要比 37 式复杂，但计算方法是类似的。

3.1.6　从波动光学看望远镜成像

1. 望远镜对点源星成像，点扩展函数

在望远镜焦面上的衍射星像就是加上光学系统（如物镜）光程差的菲涅耳衍射；或者说是未加光学系统光程差的、应该在远处观察的夫琅禾费衍射像，经光学系统在焦面上所成的像。总之，我们用望远镜进行观测实际上就是在其焦面上观察星空的夫琅禾费衍射场。图6的(a)、(b)两图分别表示这两种不同的说法。

应该指出，望远镜焦面上的衍射星像和远处（像距为 d'）的夫琅禾费衍射像是相似的，缩小比例为 f_T/d'，f_T 为望远镜的焦距（图6b）。



(a) 加上光学系统光程差的菲涅耳衍射　　(b) 经物镜缩小的夫琅禾费衍射像

图6　从波动光学看望远镜成像

在波动光学中，轴上物点通过光学系统所成的衍射像称为该系统的"点扩展函数"，一般用 $h(x,y)$ 来表示。它只与光学系统本身有关，若忽略所有的几何像差以及吸收、反射等光能量损失，则仅仅取决于光瞳大小和形状。一般光瞳函数用 $P(x_1,y_1)$ 表示，按夫琅禾费衍射公式，望远镜的点扩展函数等于前面加上一个系数的光瞳函数的傅里叶变换：

$$h(x,y)=C(x,y)\,\mathscr{F}\{P(x_1,y_1)\}_{f_x=\frac{x}{\lambda f_T},f_y=\frac{y}{\lambda f_T}} \tag{38}$$

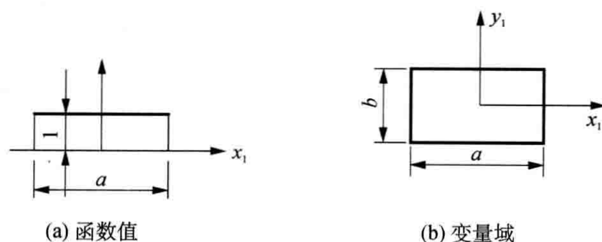
式中，$C(x,y)$ 为点光源传递函数，f_T 为望远镜焦距。

2. 两种典型光瞳函数的傅里叶变换

1）矩形函数

矩形函数表示为(图 7)

$$P(x_1,y_1)=\prod\left(\frac{x_1}{a}\right)\prod\left(\frac{y_1}{b}\right)=\begin{cases}1 & (a\times b\text{ 光瞳内})\\0 & (\text{其他点})\end{cases} \tag{39}$$



(a) 函数值　　(b) 变量域

图 7　矩形函数

相应点扩展函数为(图 8)

$$h(x,y)=C(x,y)ab\,\mathrm{sinc}\left(a\frac{x}{\lambda z}\right)\mathrm{sinc}\left(b\frac{y}{\lambda z}\right) \tag{40}$$

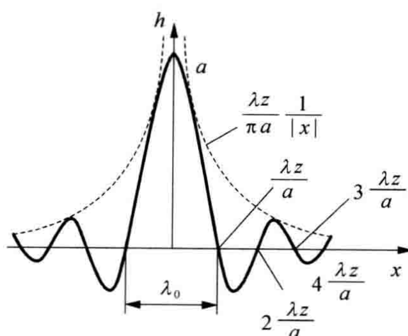


图 8　矩形函数的傅氏变换(一维情况)

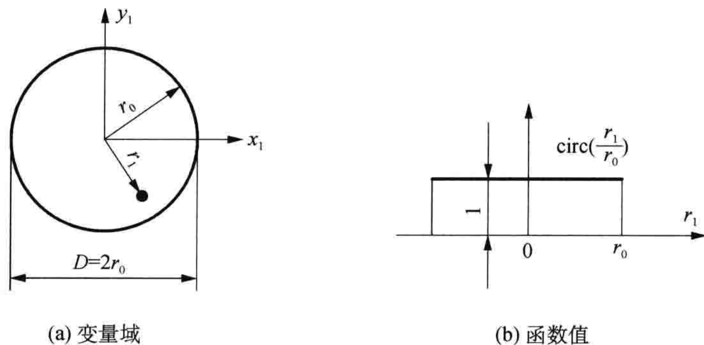
式中，sinc(　)为“变换函数”，其定义为

$$\mathrm{sinc}(A)=\frac{\sin\pi A}{\pi A} \tag{41}$$

2）圆域函数(图 9)

圆域函数表示为

$$P(x_1,y_1)=P(r_1)=\mathrm{circ}\left(\frac{r_1}{r_0}\right)=\begin{cases}1 & (r_1\leqslant r_0)\\0 & (r_1>r_0)\end{cases} \tag{42}$$



(a) 变量域　　(b) 函数值

图 9　圆域函数

相应点扩展函数为(图 10)

$$h(x,y)=C(x,y)r_0^2\frac{J_1(2\pi r_0 f)}{r_0 f}\bigg|_{f=\frac{r}{\lambda z}}=C(r)\frac{r_0\lambda z}{r}J_1\left(2\pi r_0\frac{r}{\lambda z}\right)\quad(43)$$

式中,$J_1(\ \ )$为一级贝塞尔函数,r 为像面极坐标的极径。点扩展函数的主瓣宽度为

$$\lambda_0=\frac{2.44\lambda z}{D}\quad(44)$$

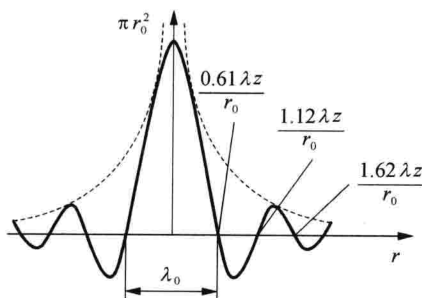


图 10　圆域函数的傅氏变换

3. 望远镜口径和点扩展函数的关系

一般而言,望远镜口径就是它的入瞳,对于单个物镜的望远镜也是其出瞳,在此我们笼统地将其视为光瞳。

从数学上讲,傅里叶变换与原函数之间存在一个有趣的规律:两者函数图形的宽度成反比关系。这意味着望远镜口径与衍射像斑(指点扩展函数的主

瓣)的直径成反比关系，口径越大，像斑直径越小，空间频率越高；反之像斑直径越大，空间频率越低(图 11 中间两种情况)。下面再来分析两种极端情况。

第一种极端情况：光瞳为无穷大，光瞳平面上照度是均匀的，即光瞳函数为常量，设

$$P(x_1, y_1) = 1$$

而常数 1 的傅里叶变换为 δ 函数，所以

$$\mathscr{F}\{P(x_1, y_1)\} = \delta(f_x)\delta(f_y)$$

因此衍射像异常尖锐，见图 11 右边的图形。但是所谓“口径无穷大”仅仅只是一种分析问题的假设。实际上，望远镜口径的大小要受到光学设计关于成像质量的条件的限制；而且光瞳尺寸大到一定程度，夫琅禾费近似和费涅耳近似的条件也已不复存在了。

第二种极端情况：光瞳非常小，近乎一个点，这时可认为光瞳函数是 δ 函数，而 δ 函数的傅里叶变换等于 1(公式 20)，所以

$$\mathscr{F}\{P(x_1, y_1)\} = 1$$

因此像面的光场分布是均匀的，32 式成为

$$h(x, y) = C(x, y) = \frac{1}{\mathrm{i}\lambda z}\mathrm{e}^{\mathrm{i}k\left(z+\frac{x^2+y^2}{2z}\right)}$$

衍射像就是点光源传递函数，前文已讲，对望远镜而言可视为常数，这就是图 11 左边的情况。

口径(光瞳)	趋于 0(δ 函数)	小	大	无穷大(常数)
衍射斑宽度	均匀场(常数)	宽	窄	趋于 0(δ 函数)

图 11　望远镜口径与衍射星像的关系

4. 组合光瞳的衍射像

1) 组合光瞳的点扩展函数

设望远镜的入瞳(口径)由若干子光瞳(子口径)组合而成:

$$P(x_1,y_1)=P_1(x_1,y_1)+P_2(x_1,y_1)+P_3(x_1,y_1)+\cdots \tag{45}$$

则根据傅里叶变换的线性法则,最后的衍射像可表示为各子口径的傅里叶变换之和,即

$$\begin{aligned}u(x,y)&=C(x,y)\mathscr{F}\{P(x_1,y_1)\}\\&=C(x,y)\mathscr{F}\{P_1(x_1,y_1)+P_2(x_1,y_1)+P_3(x_1,y_1)+\cdots\}\\&=C(x,y)(\mathscr{F}\{P_1(x_1,y_1)\}+\mathscr{F}\{P_2(x_1,y_1)\}+\mathscr{F}\{P_3(x_1,y_1)\}+\cdots)\end{aligned} \tag{46}$$

单主镜多孔光干涉就属于这种情况(图 12)。

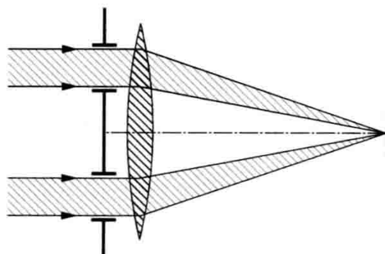


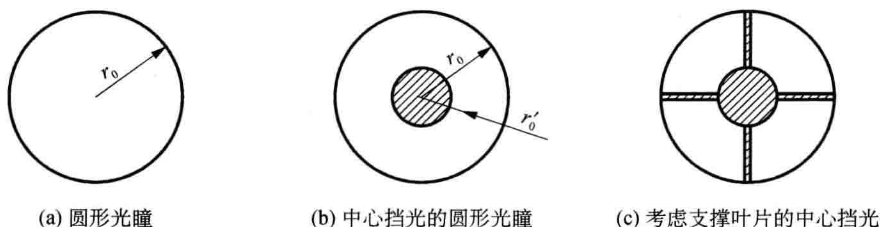
图 12　单主镜多孔光干涉

2) 有中心挡光的圆形光瞳的点扩展函数

当光瞳中心有一小半径为 $r'_0=\varepsilon r_0$ 的圆面($\varepsilon\leqslant 1$)挡光时(图 13),应用 43 式和公式(9),有

$$\frac{h(r)}{C(r)}=\mathscr{F}\{P_{r_0}\}-\mathscr{F}\{P'_{r_0}\}=r_0^2\frac{J_1\left(2\pi r_0\dfrac{r}{\lambda z}\right)}{r_0\dfrac{r}{\lambda z}}-\varepsilon^2 r_0^2\frac{J_1\left(2\pi\varepsilon r_0\dfrac{r}{\lambda z}\right)}{\varepsilon r_0\dfrac{r}{\lambda z}} \tag{47}$$

上式忽略了支撑叶片的挡光,如计及这一点,则还应减去叶片面积的傅里叶变换项。



(a) 圆形光瞳　　(b) 中心挡光的圆形光瞳　　(c) 考虑支撑叶片的中心挡光

图 13　望远镜光瞳

5. 特殊光瞳函数的应用

在某些特殊场合，可以采用特殊的光瞳函数（包括光瞳形状和相位延迟）来获得所需的星像衍射斑。例如在所谓"星冕仪"上应用这种技术，可以使得在较亮主星的衍射像附近保留了一个扇形暗区，而极其暗弱的"地外行星"就有可能在此被观测到。

3.1.7　望远镜的衍射极限

1. 望远镜的理论分辨率

望远镜的理论分辨率一般用瑞利（Rayleigh）准则表示，认为如果相邻两星像衍射斑（点扩展函数的强度）中一个主极大正好落在另一个的一级暗纹上，则尚可以分辨。如图 14，最小分辨角为

$$\Delta\theta = 1.22\lambda/D \tag{48}$$

对照 44 式，这等于圆形光瞳的点扩展函数的主瓣宽度的一半。

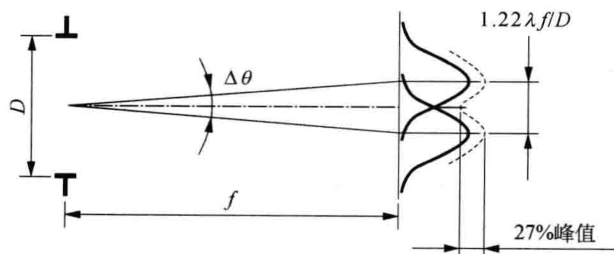


图 14　瑞利准则

2. 望远镜光学像质评价方法

光学像质评价方法有多种，这里仅列出最常用的 3 种。

1）波前误差的均方根值 $\Delta\phi$

设波前上有 n 个点，第 i 个点的法向误差为 Δ_i（通过实测或计算得到），则

$$\Delta\phi = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\Delta_i^2 \tag{49}$$

2）斯特尔比（Strehl ratio）

$$\text{斯特尔比} = \frac{\text{实际光路点扩展函数的峰值强度}}{\text{相应理想系统点扩展函数峰值强度}} = \frac{|h_{\text{实际}}(0,0)|^2}{|h_{\text{理论}}(0,0)|^2}$$

斯特尔比适用于接近衍射极限的情况。斯特尔比与波前误差的均方根值有如下近似关系（推导从略）：

$$S = 1 - k(\Delta\phi)^2 \tag{50}$$

3）主极大半峰全宽（FWHM）

FWHM 即为 PSF 强度的一半峰值处的宽度。

3. 达到衍射极限的判断准则

1）瑞利四分之一波长准则（Rayleigh's quarter wavelength rule）

评价依据：波面误差峰-峰值。

评价准则：波面峰-峰值误差 $< \lambda/4$。

瑞利四分之一波长准则为一种人为规定的标准。其缺点是：对于同样峰-峰误差但不同像差的系统，其斯特尔比可能不同，一般认为斯特尔比更能说明问题。

2）Maréchal 准则

评价依据：衍射像（点扩展函数）形状。

评价准则：斯特尔比 > 0.8，相应波面均方根误差小于 $\lambda/14$。

应用50式计算斯特尔比 S，并应用上式计算波面均方根误差 $\Delta\phi$，结果列表如下。从表中可以看出准完善系统和特高质量镜面的精度级别。

$\Delta\phi$	$\lambda/10$	$\lambda/12$	$\lambda/14$	$\lambda/16$	$\lambda/18$	$\lambda/20$	$\lambda/22$	$\lambda/24$
S	0.674	0.760	0.817	0.857	0.885	0.906	0.921	0.933
镜面面形	$\lambda/20$	$\lambda/24$	$\lambda/28$	$\lambda/32$	$\lambda/36$	$\lambda/40$	$\lambda/44$	$\lambda/48$

↑准完善系统（$\lambda/14$） ↑特高质量镜面（$\lambda/20$）

3.2　光学系统的空间频率特性及其应用

3.2.1　光波的空间频率

望远镜设计者一般习惯于在图像空间中的分析，如计算光线方向、长度、像点高度以及像的大小形态等。我们知道，任何实际图像都可以通过傅里叶变换而转换成频域空间的函数，如果已知光学系统对各种频率的透过率，则可以直接求得所成图像。这就是所谓“光学系统的频率特性”。用光学系统的频率特性进行计算，特别是运用快速傅里叶变换，往往比图像空间中的计算要快捷得多。而且可以通过“空间滤频”技术按需要对图像进行处理，如高频分量多（细节明显）还是低频分量多（细节少，图像柔和），等等。求得像的傅里叶变换后，再经过傅里叶逆变换而得到实际的图像。

这里所讲的频率是单色光光波的“空间频率”，而不是与波长对应的色频率。光波在“像面”（x-y 坐标平面）上的波动周期称为“空间周期”，而空间周期的倒数即为空间频率。

1. 平面波的空间频率（图 15）

平面波由一系列间隔为波长的平行平面（波面）构成，它们与 x-y 坐标平面的交线为一系列等间隔的平行直线。因此平面波的空间周期和空间频率与 x、y 坐标无关，仅仅与方向有关。

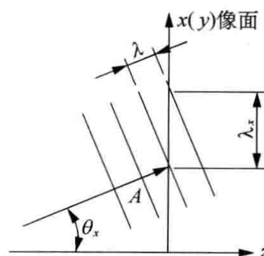


图 15　平面波的空间频率

如图 15 所示，像面上 x 方向和 y 方向的空间周期分别为

$$\lambda_x = \frac{\lambda}{\sin\theta_x} \quad 和 \quad \lambda_y = \frac{\lambda}{\sin\theta_y}$$

式中 θ_x 和 θ_y 为光波法线与 z 轴夹角在相应坐标平面上的投影。相应空间频率分别为

$$f_x = \frac{\sin\theta_x}{\lambda} \quad 和 \quad f_y = \frac{\sin\theta_y}{\lambda}$$

2. 轴上球面波的空间频率(图 16)

轴上球面波由一系列间隔为波长λ的同心球面(波面)构成，它们与像面(x-y 坐标平面)的交线为一系列同心圆。点光源传递函数即为这种情况，是从光瞳中心发出的球面波。如图 16a，在x轴上的A点沿x方向的空间周期为

$$\lambda_x = \frac{\lambda}{\sin\theta} \approx \frac{\lambda z}{x}$$

相应空间频率为

$$f_x = \frac{1}{\lambda_x} = \frac{x}{\lambda z}$$

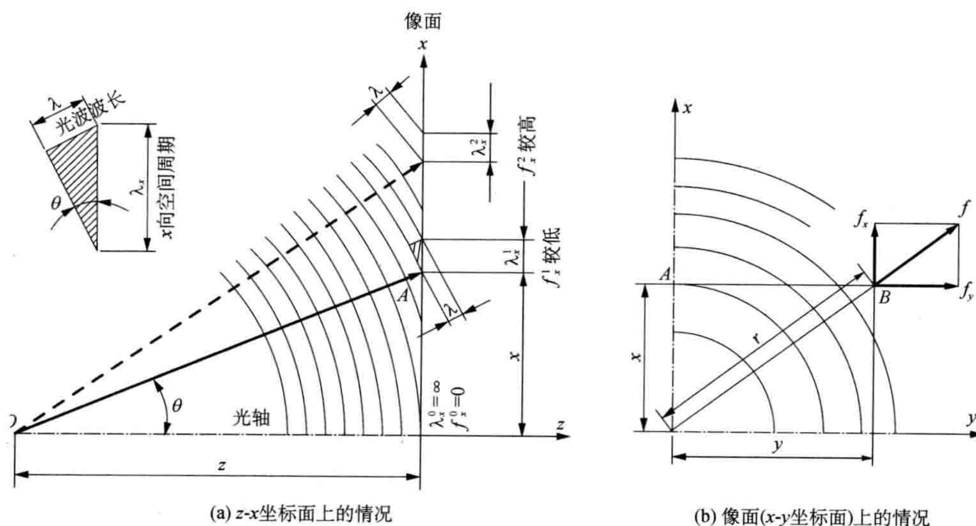
对照 29 式可知，上式即为傅里叶变换衍射公式中的频率。由该式可见，在像面上，球面波的空间频率由中心向外逐渐增高，中心空间频率等于零。像面上任意点 B(坐标为 x,y) 沿径向的空间周期为(图 16b)

$$\lambda_r = \frac{\lambda z}{r} = \frac{\lambda z}{\sqrt{x^2+y^2}} \tag{51}$$

相应空间频率为

$$f = \frac{1}{\lambda_r} = \sqrt{\left(\frac{x}{\lambda z}\right)^2 + \left(\frac{y}{\lambda z}\right)^2} = \sqrt{f_x^2 + f_y^2} \tag{52}$$

f_x 和 f_y 为空间频率的两个坐标分量。



(a) z-x坐标面上的情况

(b) 像面(x-y坐标面)上的情况

图 16　轴上球面波的空间频率

3.2.2 衍射光束的空间频率

实际上,光学系统衍射是由所有通过光瞳的光线参与的。以一维(矩形)光瞳函数情况为例,其点扩展函数为(光瞳宽度为 D)

$$
\begin{aligned}
h(x) &= C(x)\,\mathscr{F}\{P(x_1)\} = C(x)\,\mathscr{F}\left\{\prod\left(\frac{x_1}{D}\right)\right\} \\
&= C(x)D\mathrm{sinc}\left(D\frac{x}{\lambda z}\right) \\
&= \left[\frac{1}{\mathrm{i}\lambda z}\mathrm{e}^{\mathrm{i}k\left(z+\frac{x^2}{2z}\right)}\right]\left[\frac{\lambda z}{\pi x}\sin\left(\pi D\frac{x}{\lambda z}\right)\right]
\end{aligned}
\tag{53}
$$

上式第一项是光瞳中心点的衍射像(点光源传递函数),第二项是光瞳函数的傅里叶变换,两项函数均为周期函数。为了比较它们的频率高低,不妨同时考察其周期性。对第一项函数,令

$$
k\frac{x^2}{2z} = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{x^2}{2z} = 2n_1\pi \quad (n_1 = 1,2,3,\cdots)
$$

得

$$
x = \sqrt{2\lambda z n_1} \tag{a}
$$

对第二项函数,令

$$
\pi D\frac{x}{\lambda z} = 2n_2\pi \quad (n_2 = 1,2,3,\cdots)
$$

由此得

$$
x = \frac{2n_2\lambda z}{D} \tag{b}
$$

比较(a)、(b) 两式,对于相同的 x 值,有

$$
\sqrt{2\lambda z n_1} = \frac{2n_2\lambda z}{D}
$$

或

$$
\frac{n_2^2}{n_1} = \frac{D^2}{2\lambda z}
$$

由上式可见,当像距(z) 为无穷远时,第二项函数的第一个周期($n_2 = 1$) 所对应的第一项函数的周期数(n_1) 为无穷大,因此点光源传递函数为高频项。

但如用望远镜观测，则像距 z 即为焦距 f_T，上式可写为

$$n_2 = \sqrt{\frac{D^2 n_1}{2\lambda f_T}}$$

对于一般望远镜，$D^2/\lambda f_T \gg 1$，所以当 $n_1 = 1$ 时，$n_2 \gg 1$，于是点光源传递函数又成为低频项。

由以上分析可见，相对于光瞳函数的傅里叶变换(第二项函数)，点光源传递函数(第一项函数)不是高频项就是低频项，所以在分析衍射像的空间频率时，一般可将其视为常数。

在(b)式中令 $n_2 = 1$，即得到衍射像的空间周期，为

$$\lambda_x = \frac{2\lambda z}{D}$$

相应的空间频率为

$$f_x = \frac{1}{\lambda_x} = \frac{D}{2\lambda z} \tag{54}$$

上式说明，对于矩形光瞳函数，像距 z 和光瞳宽度 D 确定后，成像光束的空间频率为常数，光瞳大小决定了光学系统能通过个最高空间频率(称为截止频率)，宽度越大，空间频率越高，这与望远镜的理论分辨率是一致的。

对于圆形光瞳，像面中心的空间周期为

$$\lambda_x = \frac{2.44\lambda z}{D} \tag{55}$$

如在望远镜焦面上观测，则 $z = f_T$，f_T 为望远镜焦距，上式即为星像衍射斑主瓣的宽度。

3.2.3　利用点扩展函数计算衍射像

前文已经介绍了在图像空间中，物体衍射成像的计算方法，即直接积分或傅里叶变换的方法；当存在光焦度系统或光瞳时，应分两步进行。总之这些都属于直接计算方法。而下面要介绍的则是利用光学系统点扩展函数的间接方法。

物体所成的像是由所有组成它的物点所成的像的合成。光学系统的“等晕区”(接近理想系统的有效视场范围可以认为是等晕区)具有“空间平移不变性”，即其中任意点像的形态与点扩展函数的形态相同，只是强度不同而

已(图 17)。而物体是由无数物点组成的,这样,在物体的像和点扩展函数之间一定存在某种联系。

设物函数为 $g(x_0,y_0)$,点扩展函数为 $h(x,y)$,像函数为 $u(x,y)$,并且假设像距和物距之比等于1,并且物、像取向一致(归化条件),由图17可直接得到等晕区中物象关系:

$$u(x,y)=\iint_{-\infty}^{+\infty}g(x_0,y_0)h(x-x_0,y-y_0)\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0$$
$$=g(x,y)*h(x,y) \tag{56}$$

上式在数学上为卷积形式。后一式中 $g(x,y)$ 采用像面坐标,见公式(12′)的说明。上式说明,在归化条件下,等晕区中物的衍射像等于物函数和点扩展函数的卷积。

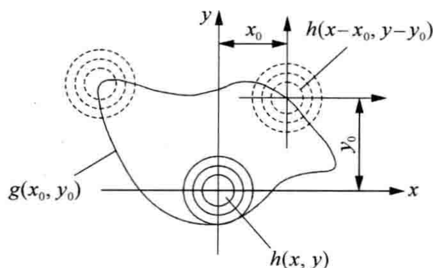


图 17　利用点扩展函数计算衍射像

3.2.4　在频域空间中的计算·光学系统的空间频率特性

1. 用相干光照明的情况,相干传递函数

对于用相干光照明的情况,物、像关系可直接对两者的复振幅进行计算。对56式两边进行傅氏变换(卷积成为乘积,公式14):

$$\mathscr{F}\{u(x,y)\}=\mathscr{F}\{g(x,y)\}\cdot\mathscr{F}\{h(x,y)\} \tag{57}$$

记为

$$U(f_x,f_y)=G(f_x,f_y)\cdot H(f_x,f_y) \tag{57′}$$

式中最后一项称为相干传递函数(Coherent Transfer Function 或 CTF):

$$H(f_x,f_y)=\mathscr{F}\{h(x,y)\} \tag{58}$$

如忽略像差等影响,点扩展函数仅与光瞳有关,即为38式关系。将38式代入

上式，得

$$H(f_x,f_y)=C(x,y)\mathscr{F}\{\mathscr{F}\{P(x_1,y_1)\}\}_{f'_x=\frac{x}{\lambda f_T},f'_y=\frac{y}{\lambda f_T}}$$

上式中 f_T 为望远镜焦距。现将系数 $C(x,y)$ 近似为常数，应用公式(11′)，这里 $b=1/\lambda f_T$，得

$$H(f_x,f_y)=C(x,y)\lambda^2 f_T^2 P(-\lambda f_T f_x,-\lambda f_T f_y)$$

以上推导说明，如不考虑系统像差和吸收等影响，则相干传递函数即为以空间频率为变量的光瞳函数。如光瞳函数为实函数，相干传递函数也是实数；如光瞳函数是偶对称性的(圆形或正方形等)，相干传递函数也呈偶对称性，这种情况上式括号中的负号可以去掉，即为

$$H(f_x,f_y)=C(x,y)\lambda^2 f_T^2 P(\lambda f_T f_x,\lambda f_T f_y) \tag{59}$$

$$=CP(\lambda f_T f_x,\lambda f_T f_y) \tag{59′}$$

C 近似为一个常数。如考虑光学系统的像差以及其他因素(如玻璃吸收和空气折射率不均匀等)，则相干传递函数为复数。光学系统设计确定后，相干传递函数是可以计算出来的。

2. 用非相干光照明的情况，光学传递函数

对于用非相干光照明的情况，物和像之间不存在复振幅的直接关系，而要通过光强度来传递。数学上，光强度等于复振幅的模的平方，因此

像 $u(x,y)$ 的光强为 $I(x,y)=|u(x,y)|^2=u(x,y)\overline{u(x,y)}$；

点扩展函数 $h(x,y)$ 的光强为 $|h(x,y)|^2$；

物 $g(x_0,y_0)$ 的光强为 $|g(x_0,y_0)|^2$。

同样根据等晕区内存在“空间平移不变性”原理得到(参考56式和图17)

$$I(x,y)=\iint_{-\infty}^{+\infty}|h(x-x_0,y-y_0)|^2|g(x_0,y_0)|^2\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0 \tag{60}$$

按卷积定义有

$$I(x,y)=|g(x,y)|^2*|h(x,y)|^2 \tag{61}$$

对上式两端进行傅氏变换：

$$\mathscr{F}\{I(x,y)\}=\mathscr{F}\{|g(x,y)|^2\}\mathscr{F}\{|h(x,y)|^2\} \tag{62}$$

在远场衍射的条件下，上式中各项函数的模对于不同的空间频率相差不大，基于这一点，上式可作“零频归化”处理(各项都用与频率为0的值的比

值表示)，于是有

$$\frac{\mathscr{F}\{I(x,y)\}}{\mathscr{F}\{I(x,y)\}_{f_x=f_y=0}}=\frac{\mathscr{F}\{|g(x,y)|^2\}}{\mathscr{F}\{|g(x,y)|^2\}_{f_x=f_y=0}}\cdot\frac{\mathscr{F}\{|h(x,y)|^2\}}{\mathscr{F}\{|h(x,y)|^2\}_{f_x=f_y=0}} \tag{63}$$

上式中最后一项称为光学传递函数(Optical Transfer Function 或 OTF)，记为

$$\mathrm{OTF}(f_x,f_y)=\frac{\mathscr{F}\{|h(x,y)|^2\}}{\mathscr{F}\{|h(x,y)|^2\}_{f_x=f_y=0}} \tag{64}$$

上式右端的分子为未归化的光学传递函数，记为 $\mathscr{H}(f_x,f_y)$，而分母则为 $\mathscr{H}(0,0)$。据公式 19，复数模的平方的傅里叶变换等于其本身傅里叶变换的自相关，因此

$$\mathscr{H}(f_x,f_y)=\mathscr{F}\{|h(x,y)|^2\}=\mathscr{F}\{h(x,y)\}\bigstar\mathscr{F}\{h(x,y)\}$$

而由 58 式和 59′ 式得

$$\mathscr{F}\{h(x,y)\}=H(f_x,f_y)=CP(\lambda f_\mathrm{T}f_x,\lambda f_\mathrm{T}f_y)$$

由以上两式并应用 17 式，得

$$\begin{aligned}\mathscr{H}(f_x,f_y)&=C^2P(\lambda f_\mathrm{T}f_x,\lambda f_\mathrm{T}f_y)\bigstar P(\lambda f_\mathrm{T}f_x,\lambda f_\mathrm{T}f_y) \qquad (65)\\&=C^2\iint_{-\infty}^{+\infty}P(\lambda f_\mathrm{T}f'_x,\lambda f_\mathrm{T}f'_y)P[\lambda d(f'_x-f_x),\lambda d(f'_y-f_y)]\mathrm{d}f'_x\mathrm{d}f'_y\end{aligned}$$

对照光瞳函数 $P(x_1,y_1)$，为直观起见，不妨令上式中 $\lambda df'_x=x_1$，$\lambda df'_y=y_1$，则上式就成为

$$\mathscr{H}(f_x,f_y)=\frac{C^2}{\lambda^2d^2}\iint_{-\infty}^{+\infty}P(x_1,y_1)P(x_1-\lambda f_\mathrm{T}f_x,y_1-\lambda f_\mathrm{T}f_y)\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1$$

而

$$\mathscr{H}(0,0)=\frac{C^2}{\lambda^2d^2}\iint_{-\infty}^{+\infty}|P(x_1,y_1)|^2\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1$$

由以上关系式，最后得

$$\mathrm{OTF}=\frac{\mathscr{H}(f_x,f_y)}{\mathscr{H}(0,0)}=\frac{\iint_{-\infty}^{+\infty}P(x_1,y_1)P(x_1-\lambda f_\mathrm{T}f_x,y_1-\lambda f_\mathrm{T}f_y)\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1}{\iint_{-\infty}^{+\infty}|P(x_1,y_1)|^2\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1} \tag{66}$$

由此可见，光学传递函数即为光瞳函数的自相关。在不考虑像差等因素

的条件下，如将 x_1 和 y_1 视为光瞳坐标，则上式分子相当于将光瞳沿两坐标方向分别移动（错位）$\lambda f_T f_x$ 和 $\lambda f_T f_y$ 后，与原光瞳重叠部分的面积，而分母则是光瞳本身面积，因此

$$\text{OTF} = \frac{\text{光瞳重叠部分面积}}{\text{光瞳面积}} \tag{66'}$$

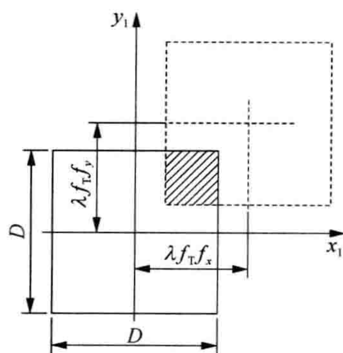
图 18 表示正方形光瞳的光学传递函数。由图可见，空间频率为零时，光学传递函数达到最大，而空间频率为 $D/\lambda f_T$ 时，光学传递函数为零。对圆形光瞳也有类似的结果。

实际有像差的光学系统的光学传递函数可以用计算或实测的方法求得，但要比上述理想系统复杂得多。

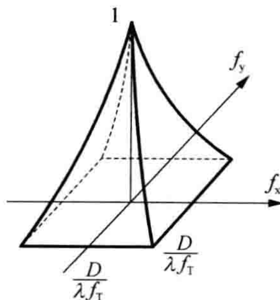
在用光学传递函数求得像[复振幅 $u(x,y)$ 或强度 $I(x,y)$] 的傅里叶变换后，再经过傅里叶逆变换而得到实际的图像。傅里叶逆变换的定义是

$$f(x,y) = \mathscr{F}^{-1}\{F(f_x,f_y)\} = \iint_{-\infty}^{+\infty} F(f_x,f_y)\mathrm{e}^{\mathrm{i}2\pi(f_x x+f_y y)}\mathrm{d}f_x\mathrm{d}f_y$$

光学系统的相干传递函数和光学传递函数反映了系统对光波各种空间频率透过的能力，称为其“空间频率特性”。波动光学的空间频率理论是天文光干涉、像复原技术（包括斑点干涉、斑点成像技术）等天文观测和后处理技术的重要理论基础。



(a) 光瞳的重叠部分(积分区间)



(b) 光学传递函数的图像

图 18　方形光瞳的光学传递函数

3.3 天文光干涉

3.3.1 光干涉与夫琅禾费衍射的关系

当光波在同一空间传播时，空间各点都参与光波在该点引起的振动。空间每一点的光振动是所有经过该点的光波在该点引起的振动的合成。

由于光的波动性，合成的结果有两种：

(1) 各光波频率不同，相位混乱，使合振动处于无序状态，形成统计强度叠加，即为“均匀照明”状态。

(2) 各光波频率相同，相位差稳定，使振动处于有序状态。表现为在同一时刻光振动或光强度在空间按一定的规律分布(如有一定的“空间周期”)。

衍射是来自同一光源的“次波”在空间各点的合成。显然符合上述第二种情况；干涉是两列或多列符合上述第二个条件(波频率相同，相位差稳定)的光波在空间各点的合成。

天文光干涉实际上是恒星上每一个发光点经不同的小光瞳形成的光束之间的干涉。从这个意义上说，光的干涉只不过是衍射的一种特例，即为若干小光瞳所包含的次波的“衍射”，两者并没有本质的区别，特别是对于单镜多孔观测的方式。波动光学的基本算法对它们都是适用的。但天文光干涉的概念更多的是指来自同一天体的光经过一台望远镜的若干独立的光学系统之后，或者若干台望远镜(望远镜阵)之后才进行相位合成的方式。后两种情况与前一种情况的差别是其光路之间存在光程差；特别是最后一种情况，光程差还是随时间(目标移动)而变化的。为了获得稳定的干涉像，天文光干涉系统用“延迟线”技术来加以补偿。

天文光干涉可以用于天体测量(测量双星间距、恒星视直径，运行速度和方向等)和天体物理研究(观测天体的细节和光谱等)。归纳起来，采用天文光干涉的目的主要有以下几点：

(1) 在不增大单个望远镜口径的前提下，提高分辨率，这是利用干涉仪

的分辨率与基线长度有关的原理。这样不但可以大大节省制造设备的成本，而且可以实现一般望远镜不可能做到的精细观测。

(2) 用来测量恒星的视直径，这是利用干涉像的相位中含有目标星视直径因素的原理。

(3) 地面观测总会受到大气扰动的影响，而大气扰动的一个统计因素是“相干长度”r_0。早期专门的恒星干涉仪采用小于 r_0 的孔径，可以避免受大气扰动的影响(一般观测地可见光波段的 r_0 仅为10 cm左右)。但是随着大望远镜干涉阵和自适应光学技术的出现，这一因素已经淡化了。

实际光干涉多采用滤光或分光观测以限制光波的带宽，在下面分析中先假设光波是单色的。

单镜双孔望远镜是最基本的干涉仪，我们先从这里简单讨论光干涉的原理。

3.3.2　单镜双孔干涉

1. 双孔光瞳函数的数学表示

设中心位于坐标原点的单个子孔径的光瞳函数为 $P(x_1, y_1)$，根据卷积的定义(公式 12′)，有

$$P(x_1, y_1) * \delta\left(x_1 - \frac{B}{2}\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(x', y_1) \cdot \delta\left(x_1 - x' - \frac{B}{2}\right) \mathrm{d}x'$$

再根据 δ 函数的性质，只有当

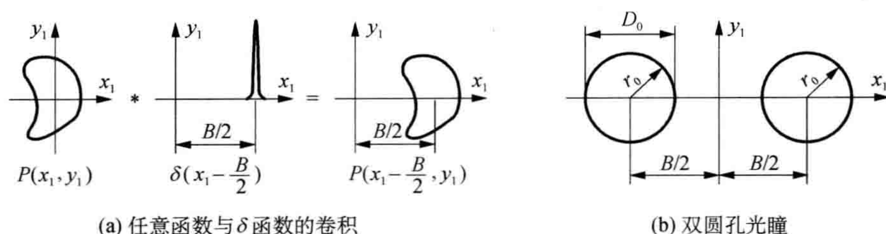
$$x_1 - x' - \frac{B}{2} = 0, \text{即 } x' = x_1 - \frac{B}{2}$$

时，函数 $\delta\left(x_1 - x' - \frac{B}{2}\right)$ 的值不等于零，所以(图 19a)

$$P(x_1, y_1) * \delta\left(x_1 - \frac{B}{2}\right) = P\left(x_1 - \frac{B}{2}, y_1\right) \tag{67}$$

这样，卷积的结果就是将原来的光瞳函数沿横坐标轴移动了距离 $B/2$，用同样方法也可以将其向相反方向移动距离 $B/2$，因此相距 B 的两个子孔径合成的结果是(图 19b)：

$$P_{组合}(x_1, y_1) = P(x_1, y_1) * \left[\delta\left(x_1 - \frac{B}{2}\right) + \delta\left(x_1 + \frac{B}{2}\right)\right] \tag{68}$$



(a) 任意函数与δ函数的卷积　　(b) 双圆孔光瞳

图 19　双圆孔光瞳的数学表示

2. 双孔光瞳的点扩展函数

前文已讲,圆形光瞳(圆域函数)的点扩展函数为(43 式)

$$h(r)=C(r)\mathscr{F}\left\{\operatorname{circ}\left(\frac{r_1}{r_0}\right)\right\}=C(r)\frac{r_0\lambda z}{r}J_1\left(2\pi r_0\frac{r}{\lambda z}\right)$$

式中 r_0 为圆光瞳的半径($D_0=2r_0$),z 为像距,r_1 和 r 分别为光瞳面和像面极坐标的极径,它们与相应的直角坐标的关系为

$$r_1=\sqrt{x_1^2+y_1^2}\quad 和\quad r=\sqrt{x^2+y^2}$$

为叙述方便起见,下面将极坐标和直角坐标混合使用。

如图 19(b),两圆光瞳沿 x_1 方向拉开距离 B,并将 y_1 轴设在两孔正中位置,应用 68 式,其光瞳函数可以用如下形式表示:

$$P(x_1,y_1)=\operatorname{circ}\left(\frac{r_1}{r_0}\right)*\left[\delta\left(x_1-\frac{B}{2}\right)+\delta\left(x_1+\frac{B}{2}\right)\right]\tag{69}$$

再应用 38 式和 43 式得到双圆光瞳的点扩展函数:

$$\begin{aligned}h(x,y)&=C(r)\mathscr{F}\left\{\operatorname{circ}\left(\frac{r_1}{r_0}\right)*\left[\delta\left(x_1-\frac{B}{2}\right)+\delta\left(x_1+\frac{B}{2}\right)\right]\right\}_{f_x=\frac{x}{\lambda z},f_y=\frac{y}{\lambda z}}\\&=C(r)\mathscr{F}\left\{\operatorname{circ}\left(\frac{r_1}{r_0}\right)\right\}\cdot\left[\mathscr{F}\left\{\delta\left(x_1-\frac{B}{2}\right)\right\}+\mathscr{F}\left\{\delta\left(x_1+\frac{B}{2}\right)\right\}\right]\quad(公式14)\\&=C(r)\frac{r_0\lambda z}{r}J_1\left(2\pi r_0\frac{r}{\lambda z}\right)\cdot\left[e^{-i2\pi\frac{Bx}{2\lambda z}}+e^{i2\pi\frac{Bx}{2\lambda z}}\right]\quad(公式10)\\&=C(r)\frac{r_0\lambda z}{r}J_1\left(\pi D_0\frac{r}{\lambda z}\right)\cdot 2\cos\left(\pi\frac{Bx}{\lambda z}\right)\quad(欧拉公式)\end{aligned}\tag{70}$$

现在来分析前后两个函数的周期性,前者的周期不是常数,由中心向外呈减小趋势,主瓣宽度为 $2.44\lambda z/D_0$,而后者周期为常数 $2\lambda z/B$(等于主瓣宽度)。当 $B\gg D_0$ 时,显然后者起到了高频部分的作用,而前者只是起到“包络”

的作用(图 20)。这就是干涉仪比单口径望远镜可获得更高空间频率的原理。

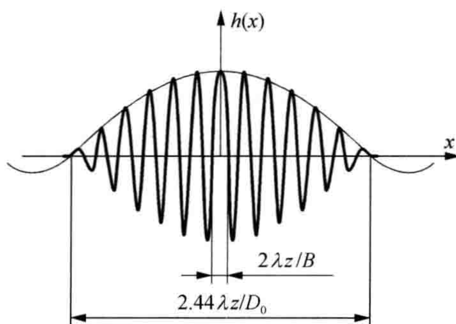


图 20　双圆孔光瞳的点扩展函数

对于双逢情况(图 21,逢宽为 a,孔间距为 B),光瞳函数为

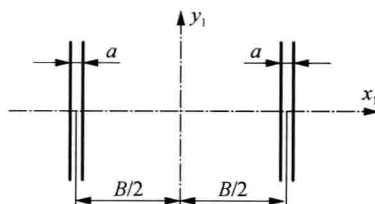


图 21　双缝光瞳

$$P_{组合}(x_1)=\prod\left(\frac{x_1}{a}\right)*\left[\delta\left(x_1-\frac{B}{2}\right)+\delta\left(x_1+\frac{B}{2}\right)\right]$$

$$\begin{aligned}h(x)&=C(x)\mathscr{F}\{P_{组合}(x_1)\}\\&=C(x)\mathscr{F}\left\{\prod\left(\frac{x_1}{a}\right)\right\}\cdot\left[\mathscr{F}\left\{\delta\left(x_1-\frac{B}{2}\right)\right\}+\mathscr{F}\left\{\delta\left(x_1+\frac{B}{2}\right)\right\}\right]\\&=C(x)a\,\frac{\sin\pi af_x}{\pi af_x}\cdot\left[e^{-i\pi\frac{Bx}{\lambda z}}+e^{i\pi\frac{Bx}{\lambda z}}\right]\quad\text{(公式10)}\\&=C(x)a\,\frac{\sin\left(\pi a\frac{x}{\lambda z}\right)}{\pi a\frac{x}{\lambda z}}\cdot2\cos\left(\pi\frac{Bx}{\lambda z}\right)\quad\text{(欧拉公式)}\end{aligned}\tag{71}$$

上式函数关系的周期性问题与双圆形光瞳的情况相类似,但更为直观:当 $B\gg a$ 时,后一项函数比前一项函数的周期短得多。

3. 双孔点扩展函数的强度及物面光强

一般情况应用 61 式计算干涉像强度是比较复杂的,但是如果忽略子孔径的尺寸,则其光瞳函数就退化为 δ 函数,而 δ 函数的傅里叶变换(70 式和 71 式的中间一项) 等于 1,问题就简单多了。当然这主要是为了便于阐述原理,但是当孔距比孔径大得多,并且只关心像面中心附近较小范围时,还是比较符合实际

情况的。现设物距为z_1，像距为z_2，并且将71式的前面部分近似看作常数C'（因前一项频率很低，可以这样处理），则双缝系统的点扩展函数成为

$$h(x) \approx C' \cdot 2\cos\left(\pi \frac{Bx}{\lambda z_2}\right) = 2C'\cos\left(kB \frac{x}{2z_2}\right) \tag{72}$$

对于双圆孔情况，将70式中一级贝塞尔函数及其前面的系数看作常数C'，即得到与上式一样的结果。于是，点扩展函数的强度为

$$|h(x)|^2 = \left|2C'\cos\left(kB \frac{x}{2z_2}\right)\right|^2 = 2C'^2\left[1+\cos\left(kB \frac{x}{z_2}\right)\right] \tag{73}$$

应用60式，注意因像距不等于物距，运算中需加上比例系数z_2/z_1，干涉像强度为

$$\begin{aligned} I(x,y) &= \iint_S I(x_0,y_0)\left|h\left(x-\frac{z_2}{z_1}x_0\right)\right|^2 \mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0 \\ &= 2C'^2\iint_S I_0(x_0,y_0)\left[1+\cos kB\left(\frac{x}{z_2}-\frac{x_0}{z_1}\right)\right]\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0 \\ &= 2I_C + 2C'^2\left[\iint_S I_0(x_0,y_0)\cos\left(kB\frac{x_0}{z_1}\right)\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0\right]\cos kB\frac{x}{z_2} \\ &\quad + 2C'^2\left[\iint_S I_0(x_0,y_0)\sin\left(kB\frac{x_0}{z_1}\right)\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0\right]\sin kB\frac{x}{z_2} \\ &= 2I_C + 2V_{\cos}\cos\left(kB\frac{x}{z_2}\right) + 2V_{\sin}\sin\left(\frac{x}{z_2}\right) \end{aligned} \tag{74}$$

式中

$$I_C = C'^2\iint_S I(x_0,y_0)\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0 \tag{75}$$

为两路光各自单独作用（在像面上的简单叠加）；S为目标星亮度范围；

$$V_{\cos} = C'^2\iint_S I_0(x_0,y_0)\cos\left(kB\frac{x_0}{z_1}\right)\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0 \tag{76}$$

$$V_{\sin} = C'^2\iint_S I_0(x_0,y_0)\sin\left(kB\frac{x_0}{z_1}\right)\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0 \tag{77}$$

为条纹幅度，S为积分域，表示整个物面，下文同样表示。74式的后两项为左右两路光的相互作用。

值得指出的是，当目标天体亮度对称[$I_0(x_0,y_0)$为偶函数]时，77式的值为零，因此74式成为

$$I(x,y)=2I_C+2V_{\cos}\cos\left(kB\,\frac{x}{z_2}\right) \tag{78}$$

因为

$$\begin{aligned}\mathscr{F}\{I_0(x_0,y_0)\}&=\iint_{-\infty}^{+\infty}I_0(x_0,y_0)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}2\pi(x_0f_x+y_0f_y)}\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0\\&=\iint_{-\infty}^{+\infty}I_0(x_0,y_0)[\cos2\pi(x_0f_x+y_0f_y)-\\&\quad\mathrm{i}\ \sin2\pi(x_0f_x+y_0f_y)]\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0\end{aligned}$$

当原函数为偶函数时，因与空间频率成反对称关系，而使得积分结果的虚部为零，比较上式与76式（积分域扩展到正负无穷大），有

$$V_{\cos}=C'^2\,\mathscr{F}\{I_0(x_0,y_0)\}_{f_x=\frac{B}{\lambda z_1},f_y=0} \tag{79}$$

则78式成为

$$I(x,y)=2I_C+2C'^2\,\mathscr{F}\{I_0(x_0,y_0)\}_{f_x=\frac{B}{\lambda z_1},f_y=0}\cos\left(kB\,\frac{x}{z_2}\right) \tag{80}$$

如目标星的强度分布是半径等于 r_0 的圆域函数，则上式为

$$I(x,y)=2I_C+2C'^2\,\frac{r_0\lambda z_1}{B}J_1\left(2\pi r_0\,\frac{B}{\lambda z_1}\right)\cos\left(kB\,\frac{x}{z_2}\right) \tag{81}$$

由像面光强可得干涉条纹的对比度，为

$$\gamma=\frac{I(x,y)_{\max}-I(x,y)_{\min}}{I(x,y)_{\max}+I(x,y)_{\min}}=\frac{C'^2\,\frac{r_0\lambda z_1}{B}J_1\left(2\pi r_0\,\frac{B}{\lambda z_1}\right)}{I_C} \tag{82}$$

4. 分辨率和基线长度的关系

记

$$\Theta=\frac{r_0}{z_1}$$

为目标星视角半宽，

$$\theta'_x=\frac{x}{z_2}$$

为像方衍射角，于是81式成为

$$I(x,y)=2I_C+2C'^2\,\frac{r_0\lambda z_1}{B}J_1(kB\Theta)\cos(kB\theta'_x) \tag{83}$$

考察上式中含有像面坐标的后一项函数的周期性，令

$$kB\,\overline{\theta'_x} = \frac{2\pi}{\lambda}B\,\overline{\theta'_x} = 2\pi$$

$$\overline{\theta'_x} = \frac{\lambda}{B} \tag{84}$$

上式即为干涉仪的角分辨率。显然较长的基线 B 可以获得较大的分辨率。与上式对应的空间频率为：

$$f_x = \frac{B}{\lambda} \tag{85}$$

上面为光瞳一维排列的情况，如为二维排列，则干涉条纹也为二维分布。对二维情况，空间频率应表示为

$$u = f_x = \frac{B_x}{\lambda} \quad v = f_y = \frac{B_y}{\lambda}$$

式中 B_x 和 B_y 分别为两坐标方向的基线长度(孔距)。

5. 双孔干涉用于恒星视直径的测量

光干涉用于天体测量的成功例子之一是对恒星视直径的测量。考察 82 式的贝塞尔函数项：

$$J_1\left(2\pi r_0 \frac{B}{\lambda z_1}\right)$$

对照 43 式和图 10，其第一零点条件是

$$r_0 \frac{B}{\lambda z_1} = 0.61$$

因此当

$$B = \frac{0.61\lambda z_1}{r_0} = \frac{0.61\lambda}{\Theta} \tag{86}$$

时，像面干涉条纹因对比度为零而消失。基于这一原理，用调整基线长度的方法可以测量出目标星的角直径 2Θ(图 22)。

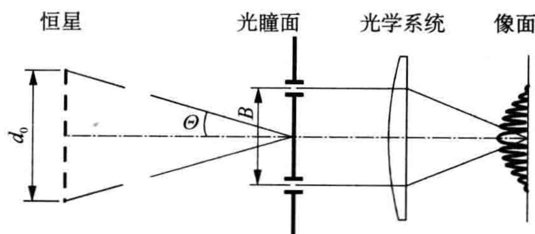


图 22　恒星角直径测量

3.3.3　现代恒星干涉仪

1. 单镜双孔干涉技术的局限性

最早的恒星干涉仪是指在一台常规望远镜上加上带有一组子孔径的光阑，在焦面上获取干涉图像（也是衍射图像）的观测设备（图 23a），由斐索（Fizeau）于 1868 年提出，1874 年完成实验。这种干涉仪基线很短，其目的不是追求高的分辨率（其理论分辨率不可能超过望远镜本身），而是利用干涉原理进行天体测量方面的研究。这种干涉仪现在仍有研究，有的发展成为装于同一跟踪机架的独立的小望远镜阵（图 23c），一般称为“斐索型干涉仪”。其最大优点是理论上跟踪运动不会引入各路光之间的光程差，但实际上为了克服结构的重力变形和热变形还需设置相应的光程补偿光路。

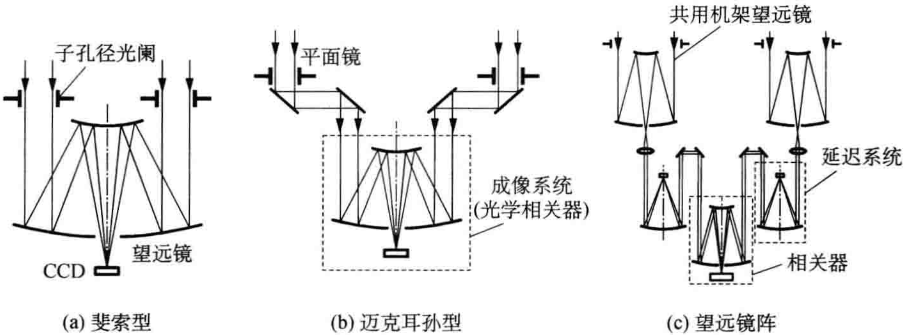


图 23　共用跟踪机架的恒星干涉仪

1920 年，美国物理学家迈克耳孙（A. A. Michelson）用平面镜将入瞳距离（基线）拉开到 10 m 以上，远远超过望远镜口径（2.5 m），分辨率得到了显著提高（图 23b）。即使如此，这种干涉方法仍然存在局限性：一是基线长度有限，分辨率也就不可能更高；二是只有一条或少数几条基线（在一架望远镜上如设置多条不同方向的基线是困难的），获取信息少。

2. 现代恒星干涉仪

为了突破上述干涉仪的局限，需采用多台独立运转的望远镜，它们在地面上拉开距离，按一定规律布局，同时跟踪观测一个目标，所得信息汇总到“相关处理器”中处理，包括光信号的相位和振幅的提取及其合成的运算，这就是“现

代恒星干涉仪”，或“综合孔径望远镜(阵)”。综合孔径望远镜首先在射电观测上实现，基线长度可达几十千米。由于光波波长比微波短得多，因此难度也必然大得多。现代恒星干涉仪的基线长度为几十米到上百米。这种技术于 20 世纪 70 年代开始发展，起先是由较小的望远镜组成的专用的干涉阵，例如法国的 I2T，美国的 Marc1-3、IOAT、CHARA，以及澳大利亚的 SUSI 等；到 20 世纪 90 年代，国际上天文望远镜的研制进入了 8～10 m级的新阶段，欧南台的 VLT 和美国的 KECK 等一批大望远镜以崭新面目相继出现，他们在保留单个望远镜观测的同时，也可进行光干涉观测，从而将天文光干涉技术推向新的高度。

干涉仪在两维空间频率域上采样的多少称为空间频率覆盖。在天文光干涉中，两维空间频率坐标一般用 u 和 v 表示($u = f_x$，$v = f_y$)，因此空间频率覆盖也称为“u-v 覆盖”。为了获取各个方向的空间频率，需有各个方向的基线；为了获取大小不同的空间频率，需有长短不同的基线。现代恒星干涉仪一般由若干固定的望远镜和若干可以移动的望远镜组成以改变空间布局而获得最佳的 u-v 覆盖。另外有时也可以利用地球自转运动(不同时间基线相对于恒星的方向不同) 来实现这一目的。

现代恒星干涉仪的主要技术问题来自两个方面：

(1) 各望远镜之间光程差变化大。首先，在跟踪过程中，光程差是随时间而变化的(图 24)，因此必须加上光程自动补偿系统，即“延迟光路”。其次，由于基线长了，大气扰动、望远镜机械误差和热稳定性等因素的影响更严重，不容易获得稳定的干涉条纹。因此光程补偿系统研制难度更大，是现代恒星干涉仪最关键的技术之一。

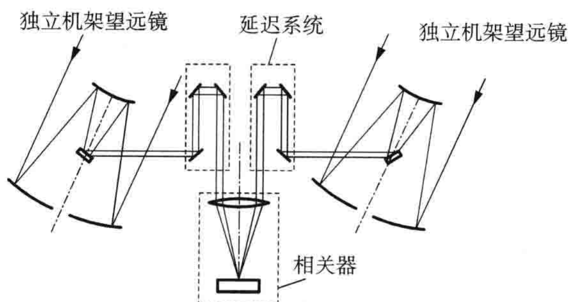


图 24　现代恒星干涉仪

（2）各望远镜的光信息汇集的传输路径太长。针对这一点，引进了射电干涉阵的变频技术和甚长基线干涉技术。但由于波长太短，有很大难度，目前在红外波段段已有很大进展。

3. 直接干涉法和外差式干涉法

1）频宽和相干长度的关系

在采用单色光的情况下，双缝衍射的图像（点扩展函数的强度）为（73式）：

$$I(x) = 2C'^2[1 + \cos(kL)]$$

式中 $L = Bx/z_2$ 为像面坐标 x 处的光程差，z_2 为像距，B 为基线长度。若采用包含 λ_1 和 λ_2 两种波长的光，则各自的干涉图像分别为

$$I_1(x) = 2C'^2_1[1 + \cos(k_1 L)] \tag{87}$$

$$I_2(x) = 2C'^2_2[1 + \cos(k_2 L)] \tag{88}$$

假定两者振幅相同，为 $2C'^2$，则两者叠加的结果为

$$I(x) = I_1(x) + I_2(x) = 4C'^2[1 + \cos(L\Delta k)\cos(kL)] \tag{89}$$

以上各式中

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1},\quad k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2},\quad k = (k_1 + k_2)/2,\quad \Delta k = (k_1 - k_2)/2$$

当 $\Delta k \ll k$ 时，显然89式相位部分前一项为波长差因素，周期较长，后一项为干涉条纹，周期较短；前者为后者的包络。由两者的周期性分别可得干涉条纹（后一项）的周期为

$$\Delta L = \frac{2\pi}{k} \tag{90}$$

以及对比度（前一项）的周期，称为“相干长度”：

$$\delta L = \frac{2\pi}{\Delta k}$$

因为

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c}$$

式中 c 为光速，f 为平均频率。对上式进行微分，并用微分代替增量，代入前一式，得

$$\delta L = \frac{c}{\Delta f} \tag{91}$$

式中 Δf 为频宽。在 δL 之间的干涉条纹数为

$$N = \frac{k}{|\Delta k|} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \tag{92}$$

以上分析是对只含有两个波长（频率）的情况。如观测这两个波长之间的连续光波，则由于各种波长的光波相互叠加，在相干长度以外的区域将不存在干涉条纹。

相干长度具有两方面的意义：首先它就是干涉场的有效可测部分，由于它与光波带宽有关，因此干涉仪的光波带宽须限制在一定范围内。

其次，作为大型设备的恒星干涉仪，两束光的光程差总会受到结构变形和大气扰动的影响，特别对长基线干涉仪影响更大。如两束光的光程差不能稳定在相干长度之内，则测不出干涉条纹。因此须加光程补偿才能实现干涉。这样，相干长度也就决定了对光程补偿精度的下限；为获得稳定的干涉条纹对比度，须采用具有实时检测和补偿功能的光学延迟线。特别是对用于天体测量的干涉仪，一般要求相位差小于十分之一波长。

2）干涉仪的相关处理方法

如前文所讲，现代恒星干涉仪的基本工作是通过具有不同长度和方向的基线的孔径对，在多个空间频率上对观测目标采样（各孔径复振幅场）并进行相关处理。相关处理的方法大体上可分为直接干涉法、外差法和甚长基线干涉（VLBI）法三类。下面介绍直接干涉法和外差法。

（1）直接干涉法

该方法是在焦面上（而不是在孔径上）直接记录两束光相干后的强度，它所用的焦面可以是望远镜本身的焦面，也可以是所谓“相关器”光路的焦面，作者认为两者并无本质的差别，都仅仅是提供一个有光焦度的成像系统而已，该方法也称为“迈克耳孙法”。这种方法须将来自不同孔径的光束用光路连接起来，因而基线不能太长；另外，相比于下一种方法其相干波频率较高而频宽较大，同时光程差的稳定性又受地面的大气扰动影响较大，这两个原因导致相干长度较小，从而对光程补偿的精度要求较高。

直接法的图像记录可有两种方法：一种是直接用图像采集器件（如

CCD) 记录图像，另一种是用光度计量器件对一个狭缝的通光采样，并配合精密的光程差补偿，同时记录补偿量。两束光的光程差的逐步变化相当于狭缝对干涉条纹进行扫描。后一种方法对一幅图像的记录须持续一定的时间段，它应小于大气的“相干时间”，否则不能获得真实的干涉图像。这种方法主要用于天体测量的干涉仪，因为在假设天体为亮度均匀的规则图形的条件下，其宽度(或直径) 只与干涉条纹的对比度有关(82 式)，只需测出干涉条纹的对比度，即最大值和最小值之和、差。配合这一方面的研究，已发展了各种用两束光的光程差的变化对观测信号进行调制的技术。

采用直接干涉法还应考虑两个重要的因素。其一是光信号的带宽的影响。解决的办法是光路中加上色散元件(如棱镜)，这对以上两种方法都是可以同时运用的。其二是光程差不稳定性。为了解决这一问题，须采用具有闭环控制功能的高精度光程补偿系统。

(2) 外差法

较早发展的射电干涉技术采用外差法，即将观测信号与频率相近的“本地振荡” 信号混频，得到中频信号。中频信号比观测信号频率低得多，但保留了观测目标的振幅和相位信息。然后用电路将来自两个孔径的中频信号引到相关处理器进行图像相关(图 25)。因此外差法的基本原理就是降低载波频率使相关处理可用电学方法实施。但用于光干涉的外差法和一般无线电通信用的外差法有所不同，后者可对不同频率的输入信号调正本地振荡信号的频率，以保持中频频率不变，而光学波段因采用频率不可调的激光器作本地振荡，其中频信号有较大的带宽。但它相比于直接法却小得多，因为外差法的带宽主要取决于变频系统而不是地面大气的扰动，但直接法则主要决定于地面大气的扰动。因对射电波段和红外、可见光波段，中频带宽相差不多，一般大大小于直接法干涉的带宽，故而降低了相干技术的难度。

正因为外差法比直接法带宽较小，光强也较小，所以灵敏度较低。另外，它还要求本振有很高的频率稳定性。

红外外差式干涉仪的实例之一是美国基特峰天文台于 20 世纪八九十年代研制的红外干涉仪(ISI)，两望远镜口径为 1.65 m，红外光电探测器的中心波长为 11.106 μm，本振光信号是 CO_2 激光，波长为 11.149 μm，同轴电缆

变化步长为 1 cm。最大频宽约 2 GHz。该仪器已成功用于对猎户星等天体的观测。

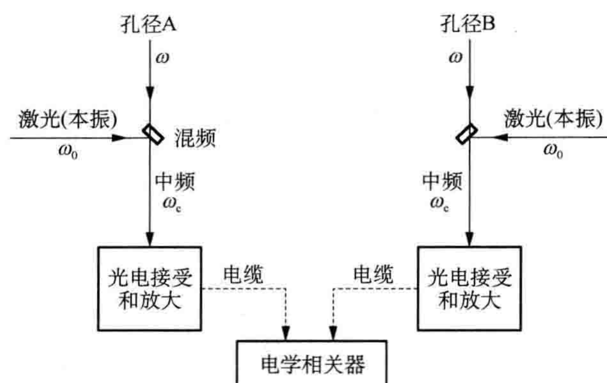


图 25　外差式干涉

3.4　斑点干涉和成像技术及其在天体测量中的应用

3.4.1　概述

影响地面望远镜成像质量的最重要因素之一是大气扰动。可以说人们在近代望远镜技术上的努力，除了将镜面做大并保持其精确面形以外，主要就是克服大气扰动。大气扰动对望远镜成像质量的影响包括两个方面：

（1）静态影响，由于大气密度分布的不均匀引起波前扭曲。特别是望远镜的口径比大气相关长度 r_0 大时影响尤为严重。因为按统计 r_0 一般只有 10 cm，因此大多望远镜都存在这个问题。

（2）大气密度分布的变化的影响。因为一般望远镜对一个目标的观测（如 CCD 照相）所持续的时间比大气稳定的时间长，它所获得的像必然会受到大气扰动的影响。

由于大气扰动影响，望远镜所获得的星像都有不同程度的模糊。于 20 世纪 70 年代发展起来的斑点干涉和成像技术基于光学系统的空间频率特性和

频谱分析原理，通过对望远镜所得图像信息进行再处理来进一步获取被大气扰动所掩盖了的原始信息，主要用于测定双星间距和面源星视直径等天文工作上。其主要原理可以归结为以下几点：

(1) 通过对多次瞬间记录的观测信息进行处理来重建高分辨图像，从而避免了大气扰动的影响。

(2) 利用傅里叶变换的一个重要特点：图像空间中两幅像的平移关系在频率空间被转换为相位关系，从而有利于信息细节的提取。此特点表现在傅里叶变换的"平移性质"(公式 10) 和卷积定理(公式 14) 中。

(3) 视直径远小于衍射像斑的星被称为"点源星"。点源星作为几何点，其"形状" 总是已知的；而它的像即为点扩展函数，点扩展函数的形状不仅和望远镜光学系统有关而且和大气的瞬间状态有关，从而可以提取大气的瞬间信息。

波动光学中点源星和面源星不同的成像机制如下：

	物	像(光振动)	像(强度)	傅氏变换
点源星	$\delta(x_0, y_0)$	$h(x,y)$ (点扩展函数)	$\lvert h(x,y)\rvert^2$	$\mathscr{F}\{\lvert h(x,y)\rvert^2\}$
面源星 (非相干光)	$g(x_0, y_0)$	$h(x,y) * g(x_0, y_0)$	$\lvert h(x,y)\rvert^2 * \lvert g(x_0,y_0)\rvert^2$	$\mathscr{F}\{\lvert h(x,y)\rvert^2\} \cdot \mathscr{F}\{\lvert g(x_0,y_0)\rvert^2\}$

下文将讨论的斑点干涉技术与点源星成像机制有关，而斑点成像技术则与面源星成像机制有关。

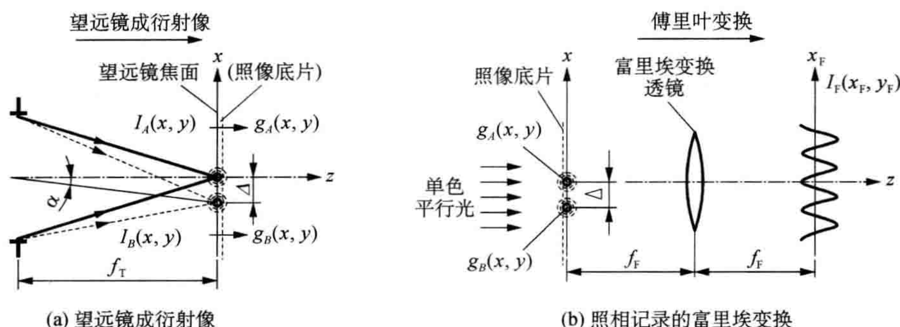
3.4.2　斑点干涉原理和双星间距测量

斑点干涉技术由拉贝里(Labeyrie) 于 1970 年首先提出。

如图 26 所示，设作为点光源(望远镜无法分辨其细节) 的双星 A 和 B 仅沿 x 方向存在角间距 α，A 位于坐标原点，在望远镜焦面上所成的衍射像强度分布分别为 $I_A(x,y)$ 和 $I_B(x,y)$。根据前文所讲等晕区内空间平移不变性原理，这两个衍射像大小形状相同，呈线性平移关系，平移量 $\Delta = f_T\alpha$，f_T 为望远镜焦距。即只存在 x 方向错位以及相对强度比 m。如采用照相底片记录，底片透过率与衍射像强度成反比，并且存在底片常数问题。作为原理分析，不

妨假设两星像是分两次记录的，相应的透过率分别为 $g_A(x,y)$ 和 $g_B(x,y)$，并且两次记录的透过率保持了相似和平移关系，显然其平移量仍然为 Δ。设

$$g_B(x,y) = mg_A(x+\Delta,y)$$



(a) 望远镜成衍射像　　(b) 照相记录的富里埃变换

图 26　斑点干涉原理和双星间距测量

将上述底片图像进行傅氏变换。早期的变换方法主要用傅里叶变换透镜，将照相底片置于其前焦面并用准值的单色光照明，在后焦面上即得到其傅氏变换。现在可用计算机直接处理，效率更高。傅氏变换结果应有如下形式：

$$\begin{aligned}U(x_F,y_F) &= \mathscr{F}\{g_A(x,y)\} + \mathscr{F}\{g_B(x,y)\}\\ &= \mathscr{F}\{g_A(x,y)\} + \mathscr{F}\{mg_A(x+\Delta,y)\}\\ &= \mathscr{F}\{g_A(x,y)\} + \mathscr{F}\{g_A(x,y)\}me^{i2\pi f_x\Delta} \quad \text{(基本公式10)}\\ &= (1+me^{i2\pi f_x\Delta})\mathscr{F}\{g_A(x,y)\}\Big|_{f_x=\frac{x_F}{\lambda f_F},f_y=\frac{y_F}{\lambda f_F}}\\ &= (1+me^{i2\pi\frac{x_F}{\lambda f_F}\Delta})G_A(x_F,y_F)\end{aligned} \tag{93}$$

式中 x_F、y_F 为傅里叶变换透镜焦面坐标，f_F 为其后焦距，$G_A(x_F,y_F)$ 为 $g_A(x,y)$ 的傅氏变换(变量已置换为焦面坐标)。这样，透镜焦面上的光强分布为

$$\begin{aligned}I_F(x_F,y_F) &= \overline{U(x_F,y_F)}U(x_F,y_F)\\ &= (1+me^{-i2\pi\frac{x_F}{\lambda f_F}\Delta})(1+me^{i2\pi\frac{x_F}{\lambda f_F}\Delta})\mid G_A(x_F,y_F)\mid^2\\ &= [1+m^2+m(e^{-i2\pi\frac{x_F}{\lambda f_F}\Delta}+e^{i2\pi\frac{x_F}{\lambda f_F}\Delta})]\mid G_A(x_F,y_F)\mid^2\\ &= \left[1+m^2+2m\cos\left(2\pi\frac{x_F}{\lambda f_F}\Delta\right)\right]\mid G_A(x_F,y_F)\mid^2\end{aligned} \tag{94}$$

以上式子中 $|G_A(x_F, y_F)|^2$ 为底片透过率 $g_A(x, y)$ 在傅里叶变换透镜的后焦面上所产生的图像。将上式与双孔干涉情况的78式相比较，发现两者变量项十分相似，因此被称为“斑点干涉”。但是两者有本质的区别：斑点干涉是对已经记录下来的观测信息进行处理，通过将两相似而错位的图像进行傅氏变换而获得条纹图像，因此它不是真正意义上的光干涉（相位干涉）。考察上式的周期性，令

$$2\pi \frac{\bar{x}_F}{\lambda f_F}\Delta = 2\pi$$

式中 $\bar{x}_F$ 为“干涉”条纹宽度，$\Delta = f_F\alpha$，α 为双星角间距，代入后得

$$\alpha = \frac{\lambda}{\bar{x}_F} \tag{95}$$

条纹对比度为

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2m}{1 + m^2} \tag{96}$$

用95式，可根据实测的条纹宽度来推算两星的角间距 α，这就是用斑点干涉法测双星间距的原理。

用斑点干涉法测双星间距的实际操作必须做到以下两点：

(1) 使用透过带很窄的滤光片，以保证单色性；

(2) 极短时间曝光，以避免大气的扰动。

除了天文应用以外，斑点干涉技术还可以用于物体小位移和表面粗糙度的测量等方面。

3.4.3　斑点成像和天体视直径的测量

该方法由拉贝里于1976年提出。

重写非相干光照明下的物像关系式（61式）：

$$I(x, y) = |g(x, y)|^2 * |h(x, y)|^2 = I_0(x, y) * |h(x, y)|^2$$

上式是假定物、像距离相等时所得的结果。用望远镜观测时，系统的点扩展函数 $h(x, y)$ 即为点源星在物镜焦面上的像（光振动），也就是被点源星照明的望远镜口径（光瞳）在焦面位置的夫琅禾费衍射像，其自变量采用的是焦面坐标，而物函数则采用物面坐标，在此记为 $I'_0(x'_0, y'_0)$，x'_0、y'_0 为物面坐

标；由于物、像距离不同，卷积中两个函数的自变量的坐标比例尺也就不同，显然其积分形式应该是

$$I(x,y)=\iint_{-\infty}^{+\infty}I'_0(x'_0,y'_0)\left|h\left(x-\frac{f_T}{d}x'_0,y-\frac{f_T}{d}y'_0\right)\right|^2\mathrm{d}x'_0\mathrm{d}y'_0 \quad (97)$$

式中 d 为物距（目标星到光瞳的距离），f_T 为像距（物镜焦距），令

$$\frac{f_T}{d}x'_0=x_0, \qquad \frac{f_T}{d}y'_0=y_0$$

则 97 式成为

$$I(x,y)=\iint_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{d^2}{f_T^2}I'_0\left(\frac{d}{f_T}x_0,\frac{d}{f_T}y_0\right)\right]|h(x-x_0,y-y_0)|^2\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0 \quad (98)$$

上式的中括号项为将物距折算等于像距（f_T）情况的物函数，自变量用 x_0、y_0 表示。根据折算物函数与点扩展函数坐标取向一致的原则，x_0、y_0 可与像面坐标 x、y 通用（图 27）。由于 $f_T\ll d$，折算物体比原来物体面积小得多，故而光强要乘上增强因子（d^2/f_T^2）。实际上如考虑光瞳限制以及大气吸收、散射等因素，则绝对振幅的计算并不如此简单，但这不影响对星像几何形状的分析。下面将此折算的物函数记为 $I_0(x_0,y_0)$：

$$I_0(x_0,y_0)=\frac{d^2}{f_T^2}I'_0\left(\frac{d}{f_T}x_0,\frac{d}{f_T}y_0\right)$$

这样就统一到 61 式的形式了。将 62 式可写为

$$\mathscr{F}\{I(x,y)\}=\mathscr{F}\{I_0(x_0,y_0)\}\cdot\mathscr{H}(f_x,f_y) \quad (99)$$

上式中观测到的星象强度 $I(x,y)$ 是已知的；$\mathscr{H}(f_x,f_y)$ 为未经零频归化处理的光学传递函数，可以用观测点源星的办法获得，这种情况对于 61 式，“物”为两维 δ 函数：

$$I_0(x_0,y_0)=\delta(x_0)\delta(y_0)$$

代入 99 式并应用公式(20)，得

$$\mathscr{H}(f_x,f_y)=\mathscr{F}\{I(x,y)_{\text{点源星}}\} \quad (100)$$

这样就可由 99 式求出折算目标星的亮度：

$$I_0(x_0,y_0)=\mathscr{F}^{-1}\left\{\frac{\mathscr{F}\{I(x,y)\}}{\mathscr{H}(f_x,f_y)}\right\} \quad (101)$$

必须指出的是，斑点成像技术要求对目标星的观测和对点源星的观测

有相同的或者非常接近的光学传递函数。但是由于大气条件不断变化以及望远镜本身光学系统的变化(可由温度和重力变化等原因引起的),系统总的光学传递函数也会随时间而变化。因此在实际操作时最好在同一幅图像中包含目标星和点源星,或者轮流观测之,但在一组观测内,对目标星的观测和对点源星的观测的间隔很短,使得光学传递函数来不及变化。正因为此,用一般望远镜只能观测亮度较高的目标,这是斑点成像技术的一个局限性。

理论上基于以上公式即可用观测到的星象强度及传递函数来求出作为"物"的星光强度。但是为了克服大气扰动的不断变化,须采用多次短曝光(每次几毫秒)记录光强度,并以函数功率谱的形式取平均来减小测量误差:

$$|\mathscr{F}\{I_0(x_0,y_0)\}|^2=\frac{\sum|\mathscr{F}\{I(x,y)\}|^2}{\sum|\mathscr{H}(f_x,f_y)|^2} \tag{102}$$

式中 $\sum$ 表示对各次观测所得光强的功率谱求和。上述衍射像斑 $I(x,y)$ 的傅里叶变换可用傅里叶变换透镜方式(物函数和像函数分别位于其前后焦面)或数字图像处理方式而完成。

按102式,斑点成像技术得到的是目标星强度的功率谱。在数学上,功率谱的傅里叶逆变换就是原函数的自相关(公式18)。设目标星强度为 $I_0(x_0,y_0)$,其傅氏变换为

$$\tilde{I}_0(f_x,f_y)=\mathscr{F}\{I_0(x_0,y_0)\}$$

应用公式(18),得

$$I_0(x,y)\bigstar I_0(x,y)=\mathscr{F}^{-1}\{|\tilde{I}_0(f_x,f_y)|^2\} \tag{103}$$

这就是说,用斑点成像方法不能直接获得目标星的强度。这是由于一般情况下,有大气参与的光学传递函数是一个复数,而斑点成像方法不能获得其相位信息,因而也就不能获得目标星的相位信息,这是其另一不足之处。

斑点成像方法用于天体视直径的测量方面还是很有成效的。拉贝里用此方法对100多个星体进行过测量,精度达到0.01″。下面叙述其原理(图27)。

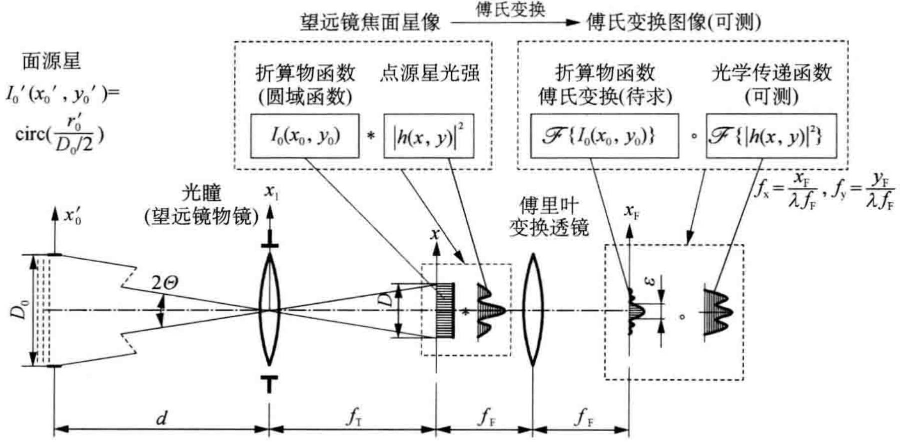


图 27　面源星直径测量

假如面源星亮度均匀，为直径等于 D_0 的圆域函数，折算直径为 D，显然两者关系为

$$D = \frac{f_T}{d} D_0$$

而折算的物函数可用望远镜焦面坐标表示，为

$$I_0(x_0, y_0) = \frac{d^2}{f_T^2} \mathrm{circ}\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{D/2}\right) \tag{104}$$

将上式代入 99 式后得

$$\mathscr{F}\{I(x,y)\} = \frac{d^2}{f_T^2} \mathscr{F}\left\{\mathrm{circ}\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{D/2}\right)\right\} \cdot \mathscr{H}(f_x, f_y) \tag{105}$$

105 式左端项可直接从面源星的变换图像获取，而右端后一项（相当于系统的光学传递函数）则可从点源星的变换图像获取，在此基础上求出前一项函数：

$$\mathscr{F}\left\{\mathrm{circ}\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{D/2}\right)\right\}_{f_x=\frac{x_1}{\lambda f_F}, f_y=\frac{y_1}{\lambda f_F}}$$

式中 D 为未知数。圆域函数的傅氏变换为一级贝塞尔函数，其主瓣直径为（44 式）

$$\varepsilon = \lambda_0 = \frac{2.44\lambda f_F}{D}$$

由图 27 可见，星体的视直径等于 D 对入瞳（物镜）中心的张角，为

$$2\Theta=\frac{D}{f_{\mathrm{T}}}=\frac{2.44\lambda f_{\mathrm{F}}}{\varepsilon f_{\mathrm{T}}} \tag{106}$$

这样，通过在傅里叶变换透镜后焦面上的图像求得 ε，最后用上式算出星体的视直径 2Θ。由于波动光学成像关系比较复杂，图 28 有助于对斑点成像技术加深理解。

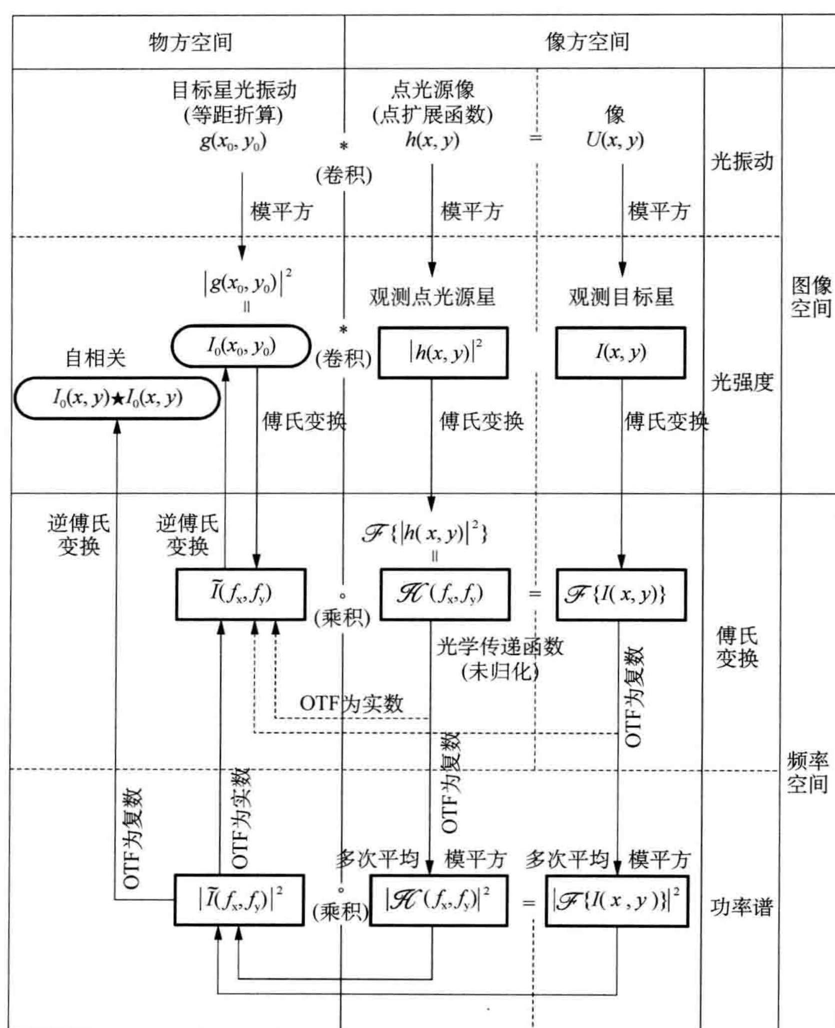


图 28　有关函数的关系

第四章　几何光学基础

望远镜作为精密光学仪器，必然涉及“应用光学”这门学科。应用光学不但是光学设计的基础，而且对光学仪器的镜筒结构设计也有指导意义。本章所述“几何光学”主要介绍应用光学中有关“近轴光路”的成像规律的内容（如焦距、像面位置、放大率、光学系统组合等），以及天文望远镜的常用光路。“应用光学”的另一部分内容为“像差理论”，不属于本书讨论范围。

4.1　几何光学的理论基础

几何光学基于以下理论：

1. 光的直线传播定律

在各向同性的、均匀的媒质中，光在两点之间沿直线传播，即光线是直线。

2. 光的独立传播定律

不同的光线以不同方向经过介质的某一点时彼此互不影响。

3. 折射定律(图 1)

$$\frac{\sin I}{\sin I'} = \frac{n'}{n}$$

4. 反射定律(图 2)

$$I = -I'$$

反射定律是折射定律在 $n = -n'$ 时的一种特例。

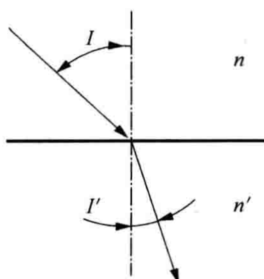


图1 折射定律

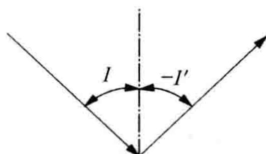


图2 反射定律

4.2 天文光学常用反射曲面

天文光学常用的反射曲面为“圆锥曲线旋转曲面”，圆锥曲线的方程式为

$$\rho^2 - 2Rz + (1 - e^2)z^2 = 0 \tag{1}$$

式中：

ρ—— 极坐标半径； R—— 顶点曲率半径；

z—— 矢高； e—— 偏心率。

从1式可解得

$$z = \frac{R \pm \sqrt{R^2 - (1+\kappa)\rho^2}}{1+\kappa} \tag{2}$$

式中κ为圆锥曲线常数：

$$\kappa = -e^2$$

$\kappa < -1$，双曲(线)面； $\kappa = 0$，(圆)球面；

$\kappa = -1$，抛物(线)面； $\kappa > 0$，扁椭(圆)球面；

$-1 < \kappa < 0$，椭球(圆)面。

(2)式中的正负号分别表示曲线的互相对称的两半部分，而实际反射曲面只用到其中之一，考虑到使曲线的顶点处于坐标原点($\rho = 0, z = 0$)，则应取为负号。经这样处理后，再将根式部分展开为级数而取近似，最后得

$$z=\frac{\rho^2}{2R}+(1+\kappa)\frac{\rho^4}{8R^3}+(1+\kappa)^2\frac{\rho^6}{16R^5}+\frac{5}{128}(1+\kappa)^3\frac{\rho^8}{R^7}+\cdots \tag{3}$$

令上式中 $\kappa=-1$，即得抛物面方程：

$$z=\frac{\rho^2}{2R} \tag{4}$$

对于由多圈子镜组合起来的大型主镜，除中间一块子镜外，多数子镜的对称轴与理论曲面的旋转轴是不重合的，称为“偏轴”曲面。

天文望远镜反射式光路常见的曲面及其组成的系统见图 3。

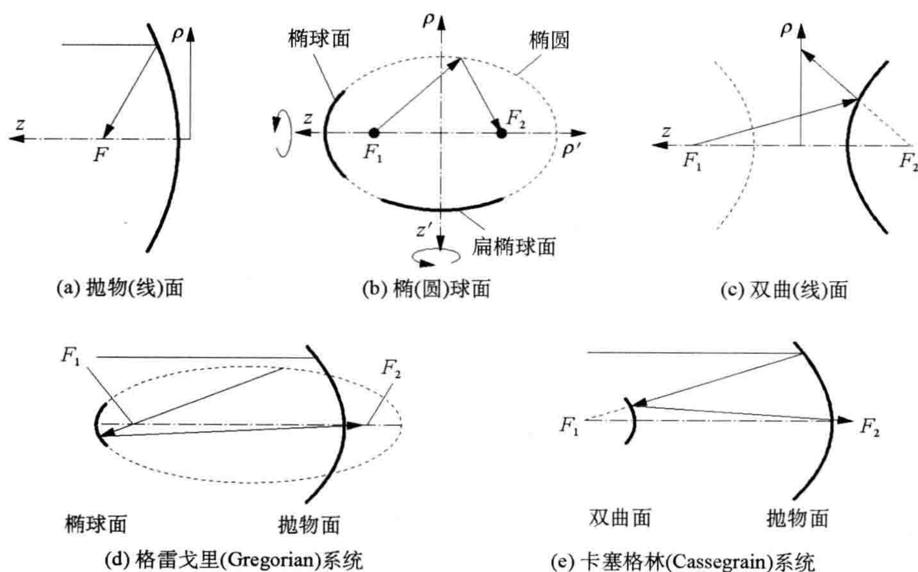


图 3　圆锥曲线及其旋转曲面

4.3　视场和孔径

4.3.1　视场和孔径的一般概念

如将光学系统看成一块没有厚度的透镜，则很容易区分“视场”和“孔径”的不同概念，如图 4 所示。其区别在于：视场是从“镜头中心”出发向观测

物张开的角度，它表示可以观测的范围；而孔径是从物面（或像面）上的一点出发向“镜头”张开的角度，它表示成像光束的粗细（即反映光能量的集中程度）。视场角和孔径角的定义见下文。

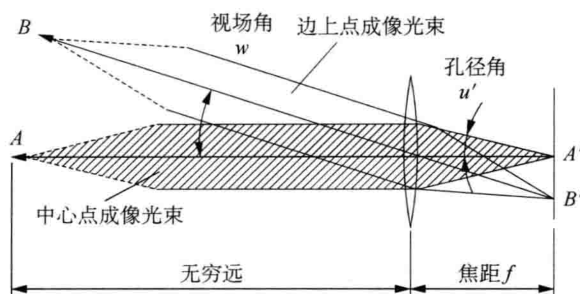


图 4　视场(角)和孔径(角)

4.3.2　孔径光栏、入瞳和出瞳

实际光学系统都有一定的厚度，而且复杂得多。如图 5 所示，设物面中心点 A 经系统成像于 A'，其成像光束受限制的最小的圆为 P，称为“孔径光栏”，P 经系统前部的像为 P'，称为入瞳，经后部的像为 P''，称为出瞳，显然所有通过孔径光栏的光线必定都通过入瞳和出瞳。入瞳和出瞳互为物像关系。对于边缘的物点 B，通过入瞳的光线可能不能完全通过孔径光栏和出瞳，称为有“渐晕”（见下文讨论），但对于一个设计得较好的光学系统，渐晕不应该很大。这样，不管光学内部光路有多复杂，其“外部”要素不外乎有如下几个：

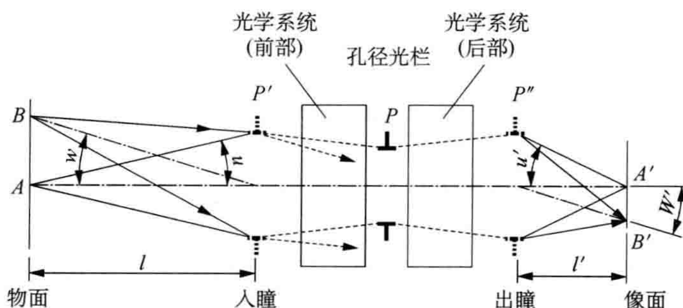


图 5　孔径光栏和光瞳

（1）入瞳、出瞳的位置和大小。

(2) 物(像) 面与光瞳的距离。

(3) 物点与入瞳中心的连线和光轴的夹角,称为该点的“物方视场角”,像点与出瞳中心的连线和光轴的夹角,称为该点的“像方视场角”。最边缘点的视场角即为系统的(最大) 视场角,一般用 w 和 w' 表示。

(4) 轴上物点对入瞳半径的张角称为“物方孔径角”,一般用 u 表示,轴上像点对出瞳半径的张角称为“像方孔径角”,一般用 u' 表示。

4.3.3 视场光栏和渐晕

如图 6 所示,如在光路中间像面上设置光栏,并且唯有此光栏可以限制视场,则此光栏称为“视场光栏”。视场光栏经前部光学系统所成的像称为“入射窗”,经后部光学系统所成的像称为“出射窗”,入射窗和出射窗互为物像关系。如图入射窗 1 重合于物面。

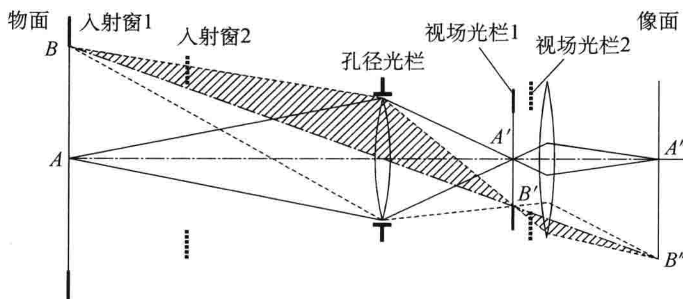


图 6　视场光栏和渐晕问题

如将视场光栏移离中间像面,则入射窗也作相应的移动。由图可见,这时来自轴外物点 B 要通过孔径光栏的光束有一部分就会受到阻挡,即有渐晕产生。可见对于简单系统为了避免渐晕应该使视场光栏和实像重合。

4.3.4 主光线及其方向的控制

任意物点的成像光束中经过入瞳中心(从而经过孔径光栏中心和出瞳中心) 的光线称为“主光线”,主光线决定了成像光束的走向。有时为了某种需要,光路设计可以人为地改变主光线的方向,主要有以下两种情况:

(1) 为了避免各点主光线过于散开而致使后方光学元件(如透镜) 尺寸

太大，图 6 中间像面上加上一块透镜，使得 B' 点以后的光束向光轴靠拢，成为图 7 所示的样子。这种不改变成像光束粗细，而仅仅改变主光线方向的，置于像面附近的透镜称为“场镜”。

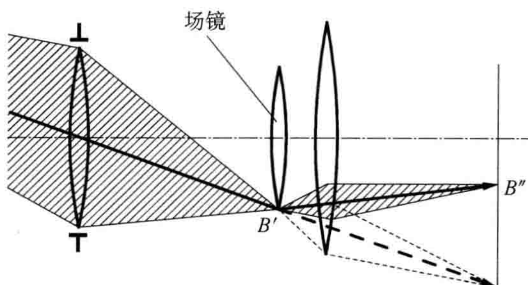


图 7　场镜的利用

（2）采用远心光路。如图 8 所示，将孔径光栏设置在最后一个透镜的前焦面上，这样各成像光束的主光线都通过此焦点，因此出射后都平行于光轴。这时出射光瞳位于无穷远处，因此称为“远心光路”。远心光路的一个重要用途是当存在失焦时，像点的中心距（A''—B''）将不会改变，因此适合某些测量仪器。

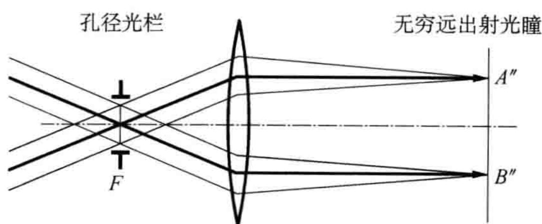


图 8　远心光路

4.4　近轴光路和理想光路的计算公式

4.4.1　同轴光路、近轴光路和理想光路

由若干起折射和反射作用的旋转曲面组成，并且所有曲面具有一根公

共旋转轴的光学系统称为“同轴光路”。同轴光路是一种应用最广的光学系统，望远镜系统多属于同轴光路。

实际的同轴光路具有一定的孔径和视场(一般天文望远镜系统的视场较小)，因此光路计算要用三角函数。但如将孔径角和视场角均限制得很小时，角度的正弦值或正切值可以用弧度值代替，于是光路计算就大为简化，这样的光路称为“近轴光路”。近轴光路对于光路的方案设计、外部参数计算(如焦距、截距、像的高度、放大率、组合光学系统参数等)非常有利。至于实际光路对于近轴光路在计算结果上的差异则可以归结为光学设计的“像差修正”的程度。

理想光路就是能对任意宽的空间，用任意宽的光束成完善像的光学系统，也称为“高斯光路”。对于“外部参数”，如焦距、物(像)距和物(像)高度的计算，它与“近轴光路”的基本上一样，只是角度要用三角函数而已。当然实际光路不可能是“理想”的，但是可以用优化设计方法尽量逼近理想光路，因此理想光路的理论对于光学设计无疑是有益的。

4.4.2 单球面近轴光路

几何光学对各几何量的正负的规定(参考图 9)如下：

轴上线段：起始点可为曲面顶点或焦点；方向与光线传播方向相同时为正(线段包括光线截距 l、l'、x、x'、曲面半径 r、两曲面顶点距离 d 以及焦点的距离 Δ 等)

物体高度：处于光轴以上为正。

光线与光轴的夹角：由光轴绕锐角顺时针转到光线为正。

1. 折射球面的物像关系

如图 9 所示，球面两边折射率分别为 n 和 n'，物高度为 η，物距为 l，像高度为 η'，像距为 l'。按近轴光路原则，应用折射定律易于推出物像公式如下：

$$n\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{l}\right)=n'\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{l'}\right) \tag{5}$$

或

$$\frac{n'}{l'}-\frac{n}{l}=\frac{n'-n}{r} \tag{6}$$

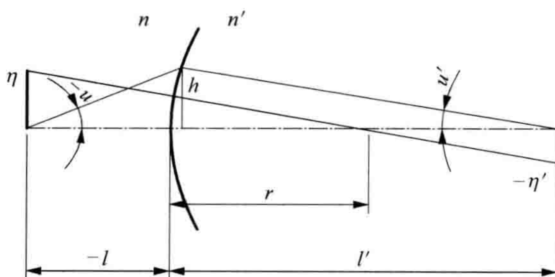


图 9　近轴光路计算

2. 反射球面的物像关系

将 $n' = -n$，代入 6 式，得

$$\frac{1}{l'} + \frac{1}{l} = \frac{2}{r} = \frac{1}{f} \tag{7}$$

式中 $f = r/2$，为球面镜的焦距，它等于球面半径的一半。

3. 横向放大率

由图 9 并利用 5 式，得像的高度 η' 和物的高度 η 之比，即横向放大率为

$$\beta = \frac{\eta'}{\eta} = -\frac{l' - r}{-l + r} = \frac{nl'}{n'l} \tag{8}$$

4. 拉-赫不变量

由图 9，在小角度条件下，$l'u' = lu$，因此 8 式成为

$$\frac{\eta'}{\eta} = \frac{nu}{n'u'}$$

即

$$n\eta u = n'\eta'u' = 常数 \tag{9}$$

上式称为拉-赫不变量。可以证明，9 式适用于任意多个球面组成的同轴系统。

4.4.3　理想光路的计算公式

1. 焦距和主面

平行于光轴的光线经某光学系统出射后与光轴的交点称为（像方）焦点（或后焦点）。如图 10 所示，BQ 为平行于光轴的光线及其延长线，相应的出射光线及其延长线为 $Q'F'$，两者相交于 Q' 点。通过 Q' 点的垂轴平面 $Q'H'$ 称为

“像方主面”，H' 称为“像方主点”。像方主点到焦点的距离称为像方焦距，用 f' 表示。

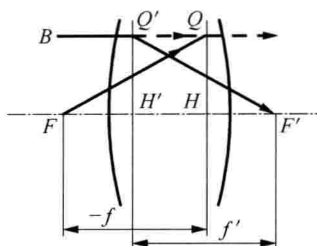


图 10　焦距和主面

对于理想光路而言，像(物) 方主面、像(物) 方焦点只有一个。

另一方面，如用像方射来的平行于光轴的光线，就得到物方焦点(前焦点)、物方主面、物方主点和物方焦距(f)。注意对于实际光路，不要将焦距误解为最后一个曲面的顶点到焦点的距离。

在图 10 中，我们将 Q 点视为由光线 BQ 和 FQ 相交构成的(虚) 物点，显然这两条光线的出射光线的延长线交点为 Q'，因此 Q' 为 Q 的(虚) 像。这就是说光学系统的一对主面为共轭平面。

另外由于 QH 和 $Q'H'$ 等高，因此主面上的横向放大率等于 1。

2. 物像关系

如图 11，设物 AB 的像为 $A'B'$，AH 称为物距，$H'A'$ 称为像距。对于实际光路，光学设计一般不给出主面位置，但给出物点距第一曲面顶点的距离和像点距最后一个曲面顶点的距离，称为“截距”。由简单的几何关系得横向放大率(下文继续讨论) 为

$$\beta = \frac{\eta'}{\eta} = -\frac{x'}{f'} = -\frac{-f}{-x} \tag{10}$$

由此得

$$xx' = ff' \tag{11}$$

另一方面，如图有

$$x = l - f \quad x' = l' - f'$$

代入 10 式，得

$$\frac{f'}{l'}+\frac{f}{l}=1 \tag{12}$$

以上式子中 x、x' 为以前后焦点为坐标原点的物距和像距。下面分析物方焦距和像方焦距与介质的折射率的关系。如图，有

$$(x'+f')u'=(x+f)u$$

上式两边同除以 ff'，得

$$\frac{f'+x'}{ff'}u'=\frac{f+x}{ff'}u$$

将 10 式代入上式，得

$$\frac{u}{u'}=\frac{(1-\beta)f'}{\left(1-\frac{1}{\beta}\right)f}$$

另一方面，由 9 式得

$$\frac{u}{u'}=\frac{\eta' n'}{\eta n}=\beta\frac{n'}{n}$$

应用以上两式得

$$\frac{f'}{f}=-\frac{n'}{n} \tag{13}$$

由上式可知，如物方和像方为同一种介质（如空气），折射率相等，则 $f=-f'$。这时 12 式成为

$$\frac{1}{l'}-\frac{1}{l}=\frac{1}{f'} \tag{14}$$

上式称为“高斯公式”。

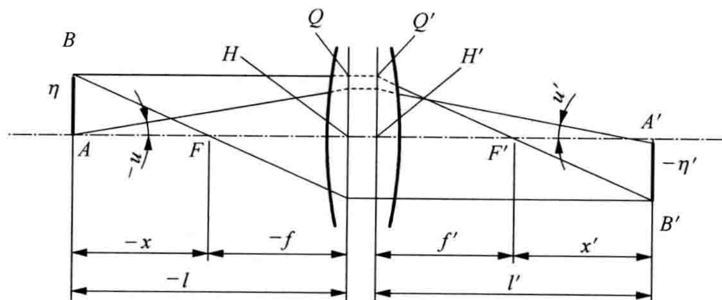


图 11　物像关系

3. 放大率

1）横向放大率

10 式已经给出了理想光路的横向放大率

$$\beta=\frac{\eta'}{\eta}=-\frac{x'}{f'}=-\frac{-f}{-x}$$

由上式和图 11 的关系，也可用截距 l 和 l' 来表示横向放大率：

$$\beta=-\frac{l'-f'}{f'}=-\frac{f}{l-f} \tag{15}$$

如两侧为同一种媒质，则 $f'=-f$，由上式前半部分可得

$$f=-f'=-\frac{l'}{1-\beta}$$

再代入后半部分，整理后得

$$\beta=\frac{l'}{l} \tag{16}$$

2）轴向放大率

对 12 式进行微分并应用 13 式，得

$$\alpha=\frac{\mathrm{d}l'}{\mathrm{d}l}=-\frac{f}{f'}\frac{l'^2}{l^2}=\frac{n}{n'}\frac{l'^2}{l^2}$$

由图 11 的关系，上式中的截距 l 和 l' 可用 x 和 x' 来表示：

$$\alpha=-\frac{f(f'+x')^2}{f'(f+x)^2}=-\frac{f'(1+x'/f')^2}{f(1+x/f)^2}$$

应用 10 式和 13 式，得

$$\alpha=-\frac{f'}{f}\beta^2=\frac{n'}{n}\beta^2 \tag{17}$$

当物方和像方处于同一种介质时，有

$$\alpha=\beta^2 \tag{17'}$$

上式说明，轴向放大率等于横向放大率的平方，而且总是正的，这意味着当物点有小量轴向移动时，像点将向同一方向移动。17 式对于设计调焦机构很重要，特别是当横向放大率较大时，调整物距显然比调整像距在行程上要短得多。这一点也说明当放大率不等于 1 时，一个正方形物体的像不再是正方形。

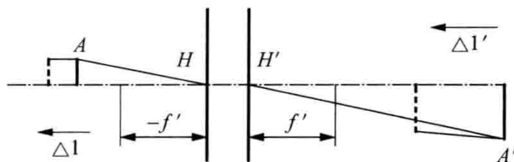


图 12　横向放大率和轴向放大率

3）角放大率

如图 13，通过任意一对共轭点的光线与光轴的夹角为 u 和 u'。其比值称为此共轭点的“角放大率”。由 9 式（拉-赫不变量公式）

$$n\eta u = n'\eta' u'$$

得

$$\gamma = \frac{u'}{u} = \frac{\eta n}{\eta' n'} = \frac{n}{\beta n'}$$

将 13 式代入上式，并应用 10 式，得

$$\gamma = -\frac{f}{\beta f'} = \frac{x}{f'} = \frac{f}{x'} \tag{18}$$

如在同种媒质中，$n' = n$，代入前一式，得

$$\gamma = \frac{1}{\beta} \tag{19}$$

根据以上两式可知一般理想光路应有两对角放大率为 1 的共轭位置。

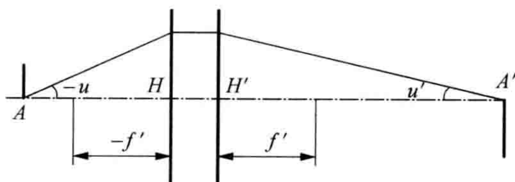


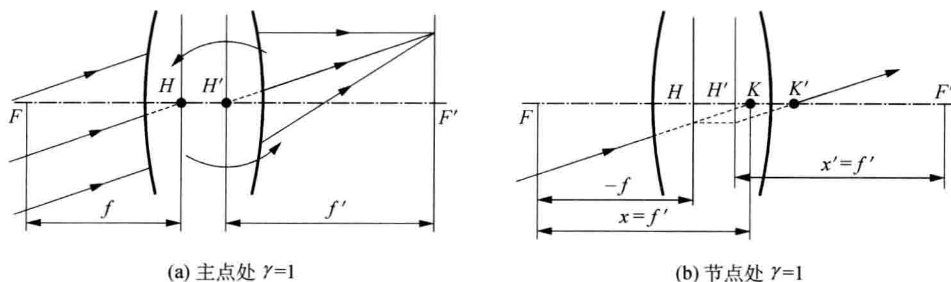
图 13　角放大率

首先是主点位置（图 14a），因为此处横向放大率等于 1，由角放大率与横向放大率的关系可知其角放大率也等于 1。利用这一性质易于测定光学镜头的主点位置。将一束平行光射入光学镜头，在镜头后焦面上观察像点位置：让镜头绕某一点来回摆动，如转动中心不在后主点上，像点就会晃动，逐步移动此转动中心，直到像点不动为止，则转动中心即为后主点。

另一个角放大率等于 1 的位置可在 18 式中令 $\gamma = 1$ 而得到：

$$x = f' \quad 和 \quad x' = f \tag{20}$$

这一对角放大率为 1 的共轭位置称为“节点”，见图 14(b) 中 K 和 K'。当物方、像方折射率相同时节点与主点重合。也就是讲，一般放在空气中的镜头主点、节点合二为一。



(a) 主点处 $\gamma=1$ (b) 节点处 $\gamma=1$

图 14 角放大率为 1 的共轭点

4.5 薄透镜及其组合

4.5.1 物像关系公式

薄透镜由于两个主面靠得很近以至于其间距可以忽略，从近轴光路的观点出发，薄透镜是两主面合二为一的理想光学系统，因此其物像关系和放大率都沿用上述理想光学系统的有关公式，即在同一介质中有

物像关系：

$$\frac{1}{l'} - \frac{1}{l} = \frac{1}{f'} \tag{21}$$

横向放大率：

$$\beta = \frac{l'}{l} \tag{22}$$

轴向放大率：

$$\alpha = \beta^2 \tag{23}$$

角放大率：

$$\gamma = \frac{1}{\beta} \tag{24}$$

4.5.2　成像规律(作图法)

下面给出凸透镜的成像规律，凹透镜的成像规律与之类似。

1. 特殊光线

(1) 平行于光轴的光线出射后经过后焦点。经过前焦点的光线出射后平行于光轴(焦点性质，图 15a)。

(2) 从物方轴上两倍焦点处发出的光线出射后经过像方轴上两倍焦点处，两点互为物像关系，即共轭点(图 15b)。

(3) 经过透镜中心的光线出射后方向不变(空气中透镜主点角放大率为 1，图 15c)。

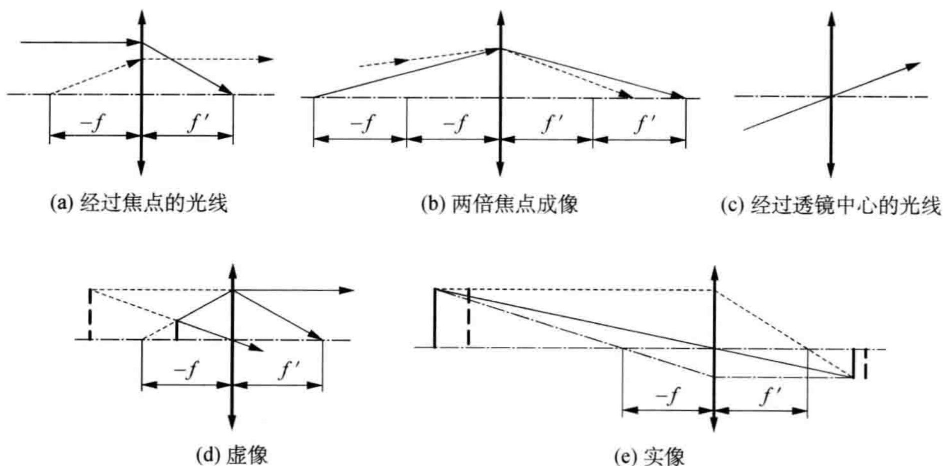


图 15　透镜成像规律

2. 物像关系规律

(1) 垂直于光轴的物体所成的像也垂直于光轴。

(2) 前焦点以内的物体的像为虚像(正像)，位于物方空间(图 15d)。

(3) 前焦点物体的像在无穷远处(图 15a)。

(4) 前焦点以外的物体的像为实像(倒像，图 15b、e)。

（5）前两倍焦点到前焦点之间的物体的像落在后两倍焦点之外，放大率绝对值大于1（图15e）。

（6）前两倍焦点上的物体的像落在后两倍焦点上，放大率为－1（图15b）。

（7）物方两倍焦点以外的物体的像落在后焦点和两倍焦点之间，放大率绝对值小于1（图15d）。

3. 薄透镜的组合

两薄透镜的组合可以用图16来分析。图中两透镜用其主面表示，主点分别为 H_1 和 H_2。焦点分别用 F_1、F'_1、F_2、F'_2 表示，F'_1 和 F_2 相距 Δ。

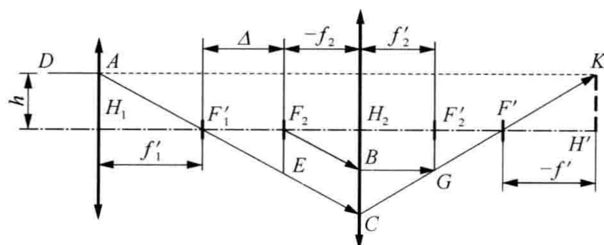


图16　组合透镜

设有高度为 h 的平行于光轴的光线 DA 入射，经第一透镜后必定经过其后焦点 F'_1，其延长线交第二透镜于 C。从 F_2 作平行于 AF'_1 的光线，它经过第二透镜后必定为平行于光轴的光线（BG），但作为与此入射光平行的光线 AF'_1 出射后必定和它相交于后焦面上（G 点），光线 CG 与光轴的交点即为组合透镜的后焦点 F'。

入射光线 DA 的延长线与上述通过系统焦点的光线 CF' 相交，就得到组合系统的后主面，于是就定出组合系统的后主点 H'，它到组合系统焦点的距离 $H'F'$ 即为组合系统的后“等值焦距”。图中情况由于 F' 在左边，因此后等值焦距为负值。

由图中一系列直角三角形的相似关系，得

$$H_2B = h\frac{-f_2}{f'_1} = h\frac{f_2}{f_1}, \qquad (\triangle F_2H_2B \backsim \triangle F'_1H_1A)$$

$$BC = F_2E = h\frac{\Delta}{f'_1} \qquad (\triangle F'_1F_2E \backsim \triangle F'_1H_1A)$$

组合系统的等值焦距为

$$f' = -F'H' = -f'_2 \frac{h}{BC} = -\frac{f'_1 f'_2}{\Delta} \qquad (\triangle KH'F' \backsim \triangle CBG) \qquad (25)$$

组合系统焦点到第二透镜的距离为

$$H_2F' = f'_2 \frac{H_2C}{BC} = f'_2 \frac{F'_1H_2}{F'_1F_2} = f'_2\left(-\frac{f_2}{\Delta}+1\right) = \frac{f'^2_2}{\Delta} + f'_2 \qquad (26)$$

$$(\triangle CBG \backsim \triangle CH_2F') \qquad (\triangle F_2H_2B \backsim \triangle F'_1H_2C)$$

4.6　望远镜系统

4.6.1　成像光路和望远镜光路的不同

几何光学意义上的望远镜系统是指入射光和出射光均为平行光的光学系统(图 17b),它主要用于目视观测,许多天文科普望远镜的确属于望远镜系统;而大型科研用天文望远镜不用目视观测,主要用仪器观测,如用 CCD、光谱仪、光度计等来记录观测信息,实际上只是一种对无穷远目标观测的成像光路(图 17a)。两者的共同指标是通光口径和有效视场:通光口径越大则分辨率越高、光能量越强,视场越大则观测的天区越大。两者的不同在于:前者强调"视觉放大率",这与其内部两镜组的焦距之比有关;而后者强调"底片比例尺",这与焦距有关。

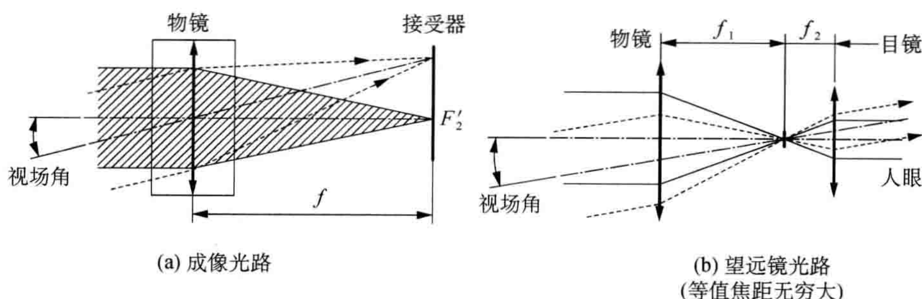


图 17　成像光路和望远镜光路的不同

4.6.2 望远镜光路的特点

1. 系统焦距

如果将图 16 中第一透镜(物镜)的后焦点和第二透镜(目镜)的前焦点重叠在一起,就成为开普勒望远镜光路。如观测无穷远目标,则入射光为平行光束,根据上述透镜成像规律,显然出射光也为平行光束。因此其焦距为无穷大。这一点可由 25 式,令 Δ 为零而得到。

2. 孔径光栏和入瞳、出瞳

一般望远镜的孔径光栏选为物镜的边框,其入瞳即为物镜本身。另外由于一般望远镜的物镜比目镜焦距长得多,因此其出瞳(孔径光阑经目镜所成的像,图 18 中的 P) 比较靠近第二透镜的后焦点。由图 18 几何关系可得望远镜的入瞳和出瞳之比为

$$\frac{D}{D'} = \frac{f_1}{f_2} \tag{27}$$

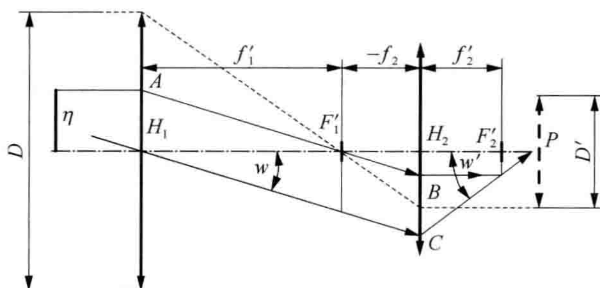


图 18 望远镜光路的角放大率

3. 角放大率

入射光束中经过入瞳(第一透镜)中心的光线称为"主光线",主光线与光轴的夹角 w 即为物方视场角。见图 18,此主光线经第二透镜后的出射光线为 CP,CP 与光轴的夹角 w' 即为像方视场角。在近轴光路条件下,由图中相似三角形关系得:

$$H_2P = -f_2\frac{H_2C}{BC} = f'_2\frac{H_1H_2}{H_1F'_1} = f'_2\frac{H_1H_2}{f'_1}$$

于是求得像方视场角和物方视场角之比,即望远镜的角放大率(近轴光情

况)：

$$\gamma = \frac{w'}{w} = -\frac{H_1H_2}{H_2P} = -\frac{f'_1}{f'_2} = -\frac{f_1}{f_2} \tag{28}$$

上式说明望远镜的角放大率为常数，绝对值等于物镜和目镜的焦距之比，从而也等于其入瞳和出瞳之比。负号表示从光轴到光线转过角度的方向是相反的。可以证明望远镜光路对任意远处的物成像时，角放大率都一样，为常数。由此，可以通过测量望远镜的物镜直径和出瞳直径来确定其角放大率。开普勒望远镜的出瞳在目镜之后，离目镜很近。只要用较强的光源照明物镜，在目镜后放一张普通白纸，就可以得到出瞳的影像。

通过望远镜观察时，人眼对像的张角与直接观察时人眼对物体的张角之比称为望远镜的“视觉放大率”，它近似等于望远镜的角放大率。

4. 横向放大率

如用望远镜系统对任意有限远处高度为 η 的目标成像，显然其像高度 η' 与物的高度之比为常数：

$$\beta = \frac{\eta'}{\eta} = -\frac{f_2}{f_1} = \text{常数} \tag{29}$$

并且

$$\gamma = \frac{1}{\beta} = \text{常数} \tag{30}$$

4.7 天文望远镜的光学系统

天文望远镜的光学系统大体上分为折射系统、反射系统和折反射系统三类。一般来讲，折射系统不需要经常镀膜，一次性使用的寿命较长。但由于透射材料体量的限制，一般折射系统的物镜直径不超过 500 mm。历史上研制的大型折射望远镜口径达到 1 m 以上，由于造价过于昂贵，以及重量太重，现在已经退出潮流。折反射系统也是如此。反射系统除了可以尺寸较大以外，还有不存在色差的优点。其缺点是需要定期镀膜，还有反射面由于重力和温度变化等因素造成的变形对光程的影响为两倍关系，因此对光学像质

的影响较大。

4.7.1 折射系统

小型目视科普望远镜多用折射系统,大体上分伽利略望远镜和开普勒望远镜两类,两者特性如图 19。

伽利略望远镜	正像	无实焦面	出瞳在内, 部分光不能 进入眼瞳
开普勒望远镜 F	倒像	有实焦面 可放置分划板	出瞳在外, 可与眼瞳匹配

图 19 伽利略望远镜和开普勒望远镜

物镜类型,直径小于 50 mm 的一般采用双胶合物镜(图 20a),直径大于 100 mm 的一般采用双分离物镜(图 20b)。双胶合物镜有 3 个折射面,光学设计可校正球差、彗差和色差;双分离物镜多一个面,能更好地校正像差。物镜焦比一般不大于 7,视场 3° 左右。

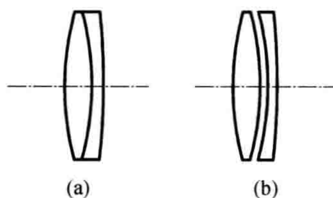


图 20 双胶合物镜和双分离物镜

稍大的科普望远镜或专业望远镜多采用物镜焦点成像,用 CCD 接受。如嫌像太小后面可加一级“转像镜”进行放大(图 21);如需要变成平行光(平行光路中适宜放置滤光器和光栅等),则加“准直镜”(图 22),最后用“成像镜”成像。

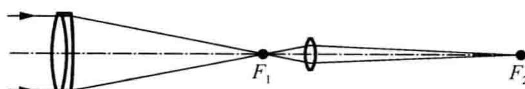


图 21 带放大级的折射望远镜

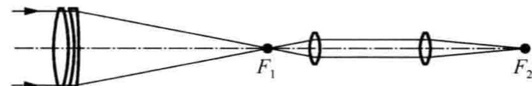


图 22　有平行光路的折射望远镜

4.7.2　常用反射系统

1. 主焦点系统(图 23)

面形:多采用抛物面。

相对口径:1/5 ~ 1/2.5。

视场:2′,如加像场改正镜,视场可增大到 0.5 ~ 1°。

主焦点系统只能消除轴上球差,因而视场很小,适用于 CCD 照相等强光力、小比例尺工作。另外存在接收器挡光的问题。

2. 牛顿望远镜(图 24)

牛顿望远镜的光学性能同主焦点望远镜,但采用一块 45° 反射镜将焦点置于镜筒之外,以便于放置接收器。

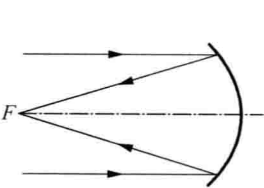


图 23　主焦点系统

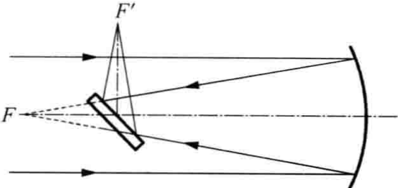


图 24　牛顿望远镜

3. 卡塞格林望远镜

卡塞格林系统是最常用的天文望远镜光学系统,其特点是焦距较长,底片比例尺较大。另外,可以放置较大的接收器,而且不挡光。广义的卡塞格林系统有三种设计,其性能见图 25 和下表。

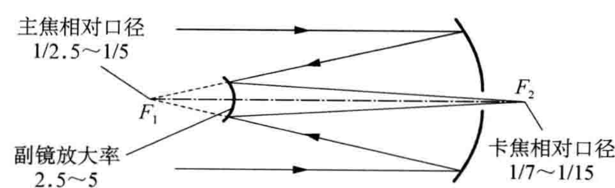
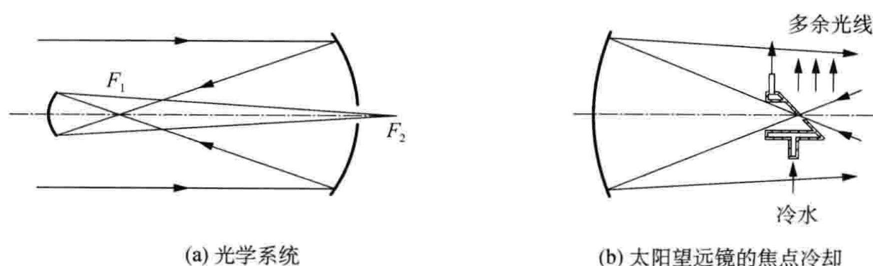


图 25　卡塞格林系统

	主镜	副镜	性能	视场
经典系统	抛物面	双曲面	消球差	9′
R-C 系统	近似双曲面	近似双曲面	消球差、彗差	19′
主镜球面系统	球面	近似扁球面	消球差、彗差	1′～2′

4. 格雷戈里望远镜

格雷戈里望远镜的结构和性能与卡塞格林望远镜类似(图 26a),但有实主焦点,可在此设置视场光阑或可切换的主焦点接收器。这一点对于只观测太阳局部像的望远镜特别重要,因为可用一块中间开有小孔的 45° 反射镜(小孔尺寸与观测有效视场一致),将大部分不需要的太阳光反射到镜筒之外,以改善成像质量。因焦面附近的结构温度很高,所造成的气流和空气折射率不均会严重影响像质,所以要加以冷却。为此,45° 反射镜可用金属制造,后面焊接一个圆柱形密封容器,加上进水管和出水管,用流动的冷水进行冷却(图 26b)。



(a) 光学系统　　(b) 太阳望远镜的焦点冷却

图 26　格雷戈里望远镜

4.7.3　折反射系统

1. 施密特望远镜(图 27)

施密特望远镜是最常用的大视场系统,最大视场可达 5°×5°。其结构特点是前端采用一块非球面改正镜,主镜为球面镜,球心位置设置孔径光阑。这种特殊结构使得焦面上各处像点具有成像对称性,因而轴外像差很小。最大的施密特望远镜在德国陶登堡史瓦西天文台,改正镜直径 1.34 m,球面直径 2 m,焦距 4 m,视场 3.4°×3.4°。

施密特望远镜缺点是镜筒较长，焦面接收器须置于镜筒内部，操作比较麻烦。另外，其焦面是有一定的弯曲的。

施密特系统有如下改进办法：一是像卡塞格林系统那样在主焦点之前加一块凸反射镜，将焦点转移到主镜后面（主镜中间开孔），相当于卡塞格林焦点。二是加“平场透镜”，使焦面变得平坦。但镜筒长的问题则无法解决。

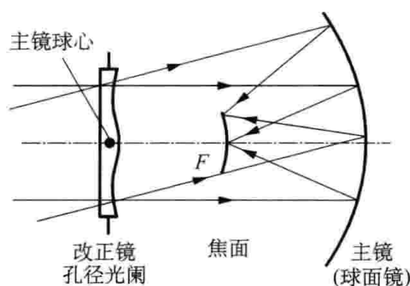


图 27　施密特望远镜

2. 马克苏托夫望远镜(图 28)

马克苏托夫望远镜是另一种折反射大视场系统。其结构特点是前端采用一块较厚的双球面改正镜，称为“弯月镜”，主镜仍为球面镜，可消除球差、色差和彗差。世界上最大的马克苏托夫望远镜的弯月镜直径为 700 mm，球面镜直径为 980 mm，焦距为 2.1 m。

马克苏托夫望远镜同施密特望远镜有类似的特点：焦面弯曲，且处于镜筒内部。与后者相比，其优点是镜筒短，弯月镜为球面，容易加工。缺点是弯月镜较厚，较重，视场稍小。

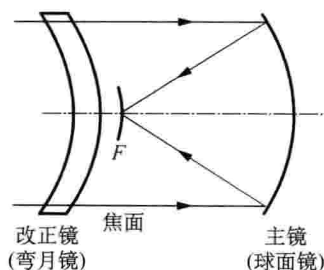


图 28　马克苏托夫望远镜

第五章　天球坐标系及其转换

5.1　天球坐标系

5.1.1　天球坐标系的意义

天球坐标系有如下两方面的意义：

1）描述天体的（视）位置和（视）运动。如不考虑恒星的自行等缓慢变化，它们的视运动只是由于地球自转所引起的“周日运动”。为了描述恒星的位置和运动，可以以地球球心为中心建立如图 1 那样的两维角度坐标系，该坐标系只讲角度，不讲距离（为推导公式简单起见，往往假设天球半径等于 1），称为“天球坐标系”。由于地球半径比起地球到恒星的距离小得多，因此也可以认为天球坐标系的中心就是观测点位置。但在观测人造卫星等近距离目标时，地球半径（或观测点位置）的影响是不能忽略的。

2）制定天文望远镜的轴系。为了使镜筒指向某一目标天体，一般望远镜有两根转动轴，它们在结构上必须是串联的（所谓“串联”是指第二根轴建立在第一根轴之上）。这两根轴从各自起始位置计的转动角度即为天球坐标值。因此天球坐标系的两个坐标也必须是串联的，即有第一、第二之分，不能颠倒。

图 1 中的角度（或弧长）P 为第一坐标，Q 为第二坐标。第二坐标构成的“轨迹”为一系列垂直于 y 轴的小圆。

图 1 中引进了一个参考直角坐标，是为了对三种天球坐标系进行统一叙

述，并便于进行坐标转换。其中坐标轴 $\bar{z}$ 加上一横，以便与“天顶”z 有所区别。

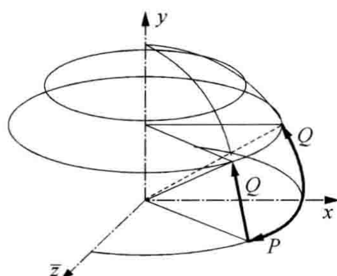


图 1　球面坐标系的两个分量

与望远镜设计有关的天球坐标系主要有赤道坐标系、地平坐标系以及水平坐标系。除此以外，天文上还用到黄道坐标系和银道坐标系等，这里不作讨论。

由于周日运动的存在，用赤道坐标系来描述恒星位置最为方便，传统望远镜的轴系多采用赤道式；大型望远镜为了减小体积和重量往往采用地平式结构；人造天体用望远镜多采用地平式或水平式，后者相比于前者的优点是在天顶附近没有速度盲区。

5.1.2　两个基本几何要素

天球的要素（基本大圆和基本点）在一般的天文学教科书中已有叙述，见图 2 所示。

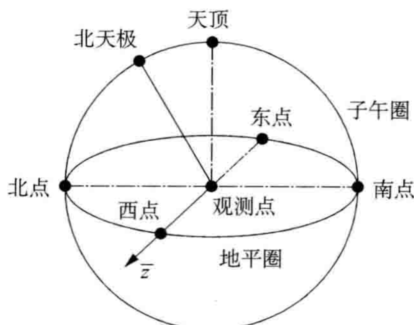


图 2　天球基本要素

为了叙述问题的统一性，本文选择两个基本几何要素如下：

第一个基本几何要素为子午圈。它是含有天顶、南点、北点、北天极和南天极的一个大圆，从而也包含极轴(地球旋转轴)。

第二个基本几何要素为直角坐标系 z 轴。规定 z 轴指向西点方向。

上述两个基本要素对于三种天球坐标，是共同的；不同点仅仅在于选择不同的方向作为 y 轴(都在子午面内)。这一点表示在图 3 中。

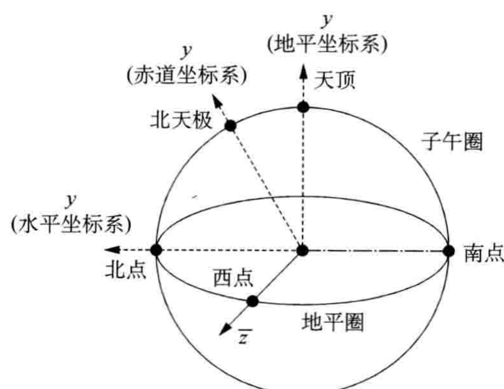


图 3　三种坐标系的参考直角坐标

根据 y 轴和 z 轴按右手法则可确定 x 轴。

5.1.3　地平坐标系

基本几何要素：

1. 子午圈。
2. 直角坐标系 y 轴：指向天顶。
3. 直角坐标系 x 轴：指向南点。
4. 地平经圈：子午圈绕 y 轴旋转而生成的一系列大圆。
5. 地平纬圈：垂直于 y 轴的一系列(小) 圆。
6. 地平圈：垂直于 y 轴的大圆，其上包括南、北、东、西 4 点。

坐标：

第一坐标：方位角 A；

子午圈到目标天体所在地平经圈的角度(向西 0 到 180°，向东 0 到 −180°)。

第二坐标：高度角 h。

在地平经圈上，地平圈经过的点到目标天体的角度（向上0到90°，向下0到－90°）。

第二坐标也可用天顶距 Z 表示，$Z = 90° - h$。

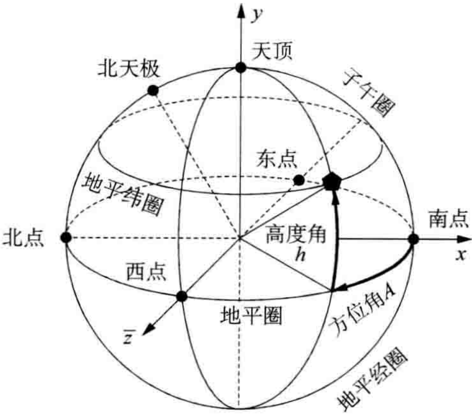


图 4　地平坐标系

5.1.4　赤道坐标系

将地平坐标系绕 z 轴转过一个角度 $90° - \varphi$（φ 为观测点的地理纬度），即成为赤道坐标系。

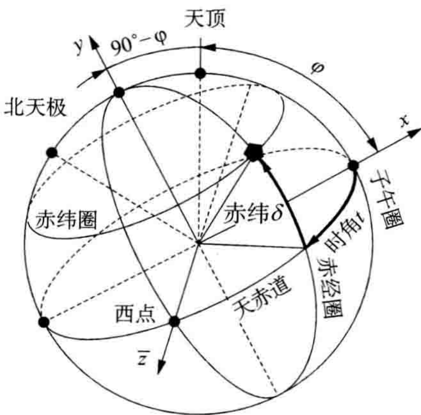


图 5　赤道坐标系

基本几何要素(对比地平坐标系进行定义):

(1) 子午圈。

(2) 整个直角坐标系绕z轴转过角度$90°-\varphi$,使得y轴转向北天极(P)方向。

(3) 地平经圈转化为赤经圈。

(4) 地平纬圈转化为赤纬圈。

(5) 地平圈转化为天赤道。

坐标:

第一坐标:时角t;

子午圈到目标天体所在赤经圈的角度(向西0到180°,向东0到$-180°$)。

在纯粹天文描述中,赤道坐标系的第一坐标往往用天体的“赤经”α表示。赤经等于天体所在的赤经圈距春分点所在的赤经圈的角度;因两者同时做周日运动,相对角度不变,故一个天体的赤经为常数,与观测地点和时间无关。为了区别上述两种赤道坐标系,前者称为“第一赤道坐标系”,或“时角坐标系”。时角坐标系与望远镜关系较为密切,本文下面讨论的赤道坐标系是指时角坐标系。

第二坐标:赤纬δ。

在赤经圈上,天赤道经过的点到目标天体的角度(向北0到90°,向南0到$-90°$,天赤道赤纬为0°)。

5.1.5 水平坐标系

基本几何要素(对比地平坐标系进行定义):

(1) 子午圈。

(2) 整个直角坐标系绕z轴转过90°,使得y轴转向北点方向。

(3) x轴转向天顶方向。

(4) 地平经圈转化为水平经圈。

(5) 地平纬圈转化为水平纬圈。

(6) 地平圈转化为卯酉圈。

坐标:

第一坐标：水平经度 L；

子午圈到目标天体所在地平经圈的角度（向西 0 到 180°，向东 0 到 −180°）。

第二坐标：水平纬度 B。

在水平经圈上，卯酉圈经过的点到目标天体的角度（向北 0 到 90°，向南 0 到 −90°，卯酉圈水平纬度为 0°）。

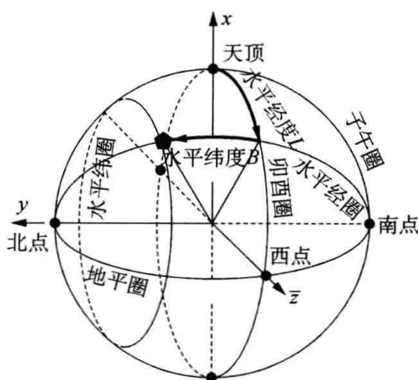


图 6　水平坐标系

5.2　坐标系的转换关系公式的推导

推导天球坐标系的转换公式一般用球面三角方法。但如用直角坐标推导也是可以的，而且更加直观，并有利于理解各种坐标系之间的几何关系。下文采用后一种方式。

5.2.1　具有一根公共轴的直角坐标转换公式

设新坐标系 $x'y'z'$ 是由原坐标系 xyz 按右手法则，即反时针方向绕 z 轴转过角度 α 后得到的（α 可正或负），则空间任意点的坐标转换关系为（图 7）

$$\text{（新坐标）}\quad \begin{Bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha & 0 \\ -\sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} x \\ y \\ z \end{Bmatrix} \quad \text{（原坐标）}$$

$$
(\text{原坐标})\quad \begin{Bmatrix} x \\ y \\ z \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha & 0 \\ \sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{Bmatrix} \quad (\text{新坐标})
$$

在下面的公式推导中，$\bar{z}$ 轴用 $z(z')$ 轴表示。

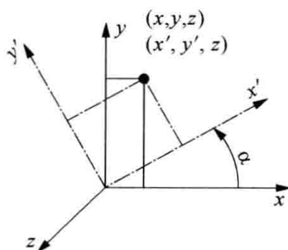


图 7　具有一根公共轴的直角坐标转换

5.2.2　地平坐标系和赤道坐标系转换公式的推导

三种坐标系转换公式的推导方式是类似的，现以地平坐标系和赤道坐标系的转换为例加以说明，见图 8。图中左边是地平坐标系，右边是赤道坐标系，左右两边可以对照起来理解。特别要注意“原坐标系”和“新坐标系”的认定以及 α 角的转动方向。

1. 由地平坐标系到赤道坐标系的转换

由地平坐标系到赤道坐标系的转换关系为

$$
\begin{matrix}(\text{新坐标系})\\(\text{赤道坐标系})\end{matrix}\quad \begin{Bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha & 0 \\ -\sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} x \\ y \\ z \end{Bmatrix} \quad \begin{matrix}(\text{原坐标系})\\(\text{地平坐标系})\end{matrix}
$$

将 $\alpha = 90^\circ - \varphi \geqslant 0$ 代入，并由如图几何关系得

$$
\begin{Bmatrix} \cos\delta\cos t \\ \sin\delta \\ \cos\delta\sin t \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ -\cos\varphi & \sin\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} \cos h\cos A \\ \sin h \\ \cos h\sin A \end{Bmatrix}
$$

展开后得

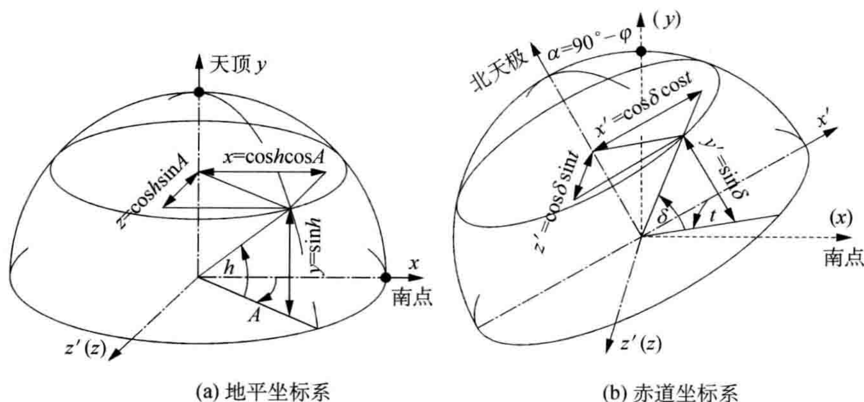
$$
\cos\delta\cos t = \sin\varphi\cos h\cos A + \cos\varphi\sin h \qquad (1')
$$

$$\sin\delta = -\cos\varphi\cos h\cos A + \sin\varphi\sin h \tag{2'}$$

$$\cos\delta\sin t = \cos h\sin A \tag{3'}$$

由 1′、3′ 两式得

$$\tan t = \frac{\sin A}{\sin\varphi\cos A + \cos\varphi\tan h} \tag{4'}$$



(a) 地平坐标系　　(b) 赤道坐标系

图 8　地平坐标系和赤道坐标系

2. 由赤道坐标系到地平坐标系的转换

由赤道坐标系到地平坐标系的转换关系为

（原坐标系）（地平坐标系）

$$\begin{Bmatrix} x \\ y \\ z \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha & 0 \\ \sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{Bmatrix}$$

（新坐标系）（赤道坐标系）

将 $\alpha = 90° - \varphi > 0$ 代入，并由如图几何关系得

$$\begin{Bmatrix} \cos h\cos A \\ \sin h \\ \cos h\sin A \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\varphi & -\cos\varphi & 0 \\ \cos\varphi & \sin\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \cos\delta\cos t \\ \sin\delta \\ \cos\delta\sin t \end{Bmatrix}$$

展开后得

$$\cos h\cos A = \sin\varphi\cos\delta\cos t - \cos\varphi\sin\delta \tag{1}$$

$$\sin h = \cos\varphi\cos\delta\cos t + \sin\varphi\sin\delta \tag{2}$$

$$\cos h\sin A = \cos\delta\sin t \tag{3}$$

由 1、3 两式得

$$\tan A = \frac{\sin t}{\sin\varphi\cos t - \cos\varphi\tan\delta} \tag{4}$$

5.3 从赤道坐标到地平坐标转换公式的深化

为书写简单起见，下面采用符号

$$S_x = \sin(x), C_x = \cos(x), T_x = \tan(x)$$

5.3.1 角速度和角加速度的转换公式的推导

将上述由赤道坐标到地平坐标的转换公式重新列出于下：

$$C_h C_A = S_\varphi C_\delta C_t - C_\varphi S_\delta \tag{1}$$

$$S_h = C_\varphi C_\delta C_t + S_\varphi S_\delta \tag{2}$$

$$C_h S_A = C_\delta S_t \tag{3}$$

$$T_A = \frac{S_t}{S_\varphi C_t - C_\varphi T_\delta} \tag{4}$$

(1) 由 2 式得

$$C_Z = S_h = C_\varphi C_\delta C_t + S_\varphi S_\delta \tag{5}$$

(2) 由 3 式得

$$S_Z = C_h = \frac{C_\delta S_t}{S_A} \tag{6}$$

(3) 5 式对时间 T 求导，记$\frac{\mathrm{d}Z}{\mathrm{d}T} = \dot{Z}$，整理后得

$$\dot{Z} = -\frac{C_\varphi C_\delta}{S_Z}\frac{\mathrm{d}(C_t)}{\mathrm{d}T} \tag{7'}$$

或

$$\dot{Z} = \frac{C_\varphi C_\delta S_t}{S_Z}\omega \tag{7}$$

式中 $\omega = \mathrm{d}t/\mathrm{d}T$，为周日运动速度，

$$\omega = \frac{2\pi}{24 \times 3\ 600} = 7.272 \times 10^{-5}(\text{rad/s}) = 15''/\text{s}$$

作为角速度，可采用 rad/s 或 ″/s 的单位。

(4) 将 6 式代入 7 式，得

$$\dot{Z} = C_\varphi S_A \omega \tag{8}$$

(5) 1 式中 $h = 90° - Z$，因此

$$S_Z C_A = S_\varphi C_\delta C_t - C_\varphi S_\delta$$

上式对时间 T 求导，记$\frac{\text{d}A}{\text{d}T} = \dot{A}$，得

$$C_Z C_A \dot{Z} - S_Z S_A \dot{A} = S_\varphi C_\delta \frac{\text{d}(C_t)}{\text{d}T}$$

将 7′ 式代入上式，简化并利用 3 式，得

$$\dot{A} = -\left(\frac{C_\varphi C_A}{T_Z} + S_\varphi\right)\frac{1}{S_t}\frac{\text{d}(C_t)}{\text{d}T} \tag{9′}$$

或

$$\dot{A} = \left(\frac{C_\varphi C_A}{T_Z} + S_\varphi\right)\omega \tag{9}$$

(6) 8 式再对时间 T 求导，得

$$\ddot{Z} = \frac{\text{d}^2 Z}{\text{d}T^2} = C_\varphi C_A \dot{A}\ \omega$$

将 9′ 式代入上式，得

$$\ddot{Z} = -C_\varphi C_A\left(\frac{C_\varphi C_A}{T_Z} + S_\varphi\right)\frac{1}{S_t}\frac{\text{d}(C_t)}{\text{d}T}\omega = C_\varphi C_A\left(\frac{C_\varphi C_A}{T_Z} + S_\varphi\right)\frac{\text{d}t}{\text{d}T}\omega \tag{10′}$$

式中 $\text{d}(C_t)$ 为无量纲的数，因此 $\text{d}t/\text{d}T$ 必须用 1/s 单位。如记$\frac{\text{d}t}{\text{d}T}\omega$ 为 ω^2，则

$$\omega^2 = \frac{\text{d}t}{\text{d}T}\omega = 7.272 \times 10^{-5}(1/\text{s}) \times 7.272 \times 10^{-5}(\text{rad/s})$$
$$= 5.288 \times 10^{-9}\ \text{rad/s}^2 = 1.091 \times 10^{-3}\ ''/\text{s}^2$$

相应 10′ 式成为

$$\ddot{Z} = C_\varphi C_A\left(\frac{C_\varphi C_A}{T_Z} + S_\varphi\right)\omega^2 \tag{10}$$

(7) 9 式再对时间 T 求导，得

$$\frac{\mathrm{d}^2 A}{\mathrm{d}T^2} = \ddot{A} = \frac{S_Z(C_Z C_A C_\varphi)' - (S_Z)' C_Z C_A C_\varphi}{S_Z^2}\omega$$

$$= -\frac{C_\varphi}{S_Z^2}[C_A \dot{Z} + S_Z C_Z S_A \dot{A}]\omega$$

将 8 式和 9 式代入上式，整理后得

$$\ddot{A} = -\frac{S_A C_\varphi}{S_Z^2}[C_A C_\varphi(1 + C_Z^2) + S_Z C_Z S_\varphi]\,\omega^2 \tag{11}$$

将上述推导结果集中起来，即为由赤道坐标转换为地平坐标的一组公式，列出如下：

$$T_A = \frac{S_t}{S_\varphi C_t - C_\varphi T_\delta} \tag{4}$$

$$C_Z = S_h = C_\varphi C_\delta C_t + S_\varphi S_\delta \tag{5}$$

$$S_Z = C_h = \frac{C_\delta S_t}{S_A} \tag{6}$$

$$\dot{Z} = C_\varphi S_A\,\omega \tag{8}$$

$$\dot{A} = \left(\frac{C_\varphi C_A}{T_Z} + S_\varphi\right)\omega \tag{9}$$

$$\ddot{Z} = C_\varphi C_A\left(\frac{C_\varphi C_A}{T_Z} + S_\varphi\right)\omega^2 \tag{10}$$

$$\ddot{A} = -\frac{S_A C_\varphi}{S_Z^2}[C_A C_\varphi(1 + C_Z^2) + S_Z C_Z S_\varphi]\,\omega^2 \tag{11}$$

其中

$$\omega = 7.272 \times 10^{-5}\ \mathrm{rad/s} = 15\ ''/\mathrm{s}$$

$$\omega^2 = 5.288 \times 10^{-9}\ \mathrm{rad/s^2} = 1.091 \times 10^{-3}\ ''/\mathrm{s}^2$$

5.3.2 望远镜视场中星位角 P 的变化

1）星位角 P

当望远镜第二轴向南转动时，观测目标中心就会在视场中向某一个方向移动，这里将这个方向定义为“仪器北”。由于望远镜镜筒与第二轴轴线是相对固定的，所以此方向也可表现为镜筒圆周上的一个特定方向或一根直径。

望远镜视场中观测天区的“相位”可以用星位角 P 来表示。星位角 P 就是望远镜视场中北天极方向和“仪器北”方向的夹角。下面以地平式望远镜为例加以说明。

图 9 中，x-y-z 为地平坐标系，y 始终为地平式望远镜的第一轴（方位轴）。定义 x'-y'-z' 坐标系，z' 为望远镜的第二轴，y' 为望远镜的光轴，按定义，$-x'$ 即为视场中的“仪器北”方向。起始时该坐标系与 x-y-z 坐标系重合。显然北天极 P 在 x-y-z 坐标系中的坐标为 $(-\cos\varphi,\sin\varphi,0)$。

然后使望远镜绕第一轴（方位轴）向西转动角度 $A(A>0)$。这一过程相当于使视场平面及坐标系 x'-y'-z' 一起绕 y 轴转动角度 $-A$。（因坐标转换公式的转动角度是按右手法则确定正负号的，因此取负号）。P 在新老坐标系中的坐标关系为：

$$\underset{\text{新坐标}}{\begin{Bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{Bmatrix}} = \begin{bmatrix} C_{(-A)} & 0 & -S_{(-A)} \\ 0 & 1 & 0 \\ S_{(-A)} & 0 & C_{(-A)} \end{bmatrix} \underset{\text{原坐标}}{\begin{Bmatrix} -C_\varphi \\ S_\varphi \\ 0 \end{Bmatrix}} = \begin{bmatrix} C_A & 0 & -S_A \\ 0 & 1 & 0 \\ -S_A & 0 & C_A \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} -C_\varphi \\ S_\varphi \\ 0 \end{Bmatrix}$$

式中 $C_A=\cos A, S_A=\sin A,\cdots$，下同。转动后，$-x'$ 仍然为“仪器北”方向。

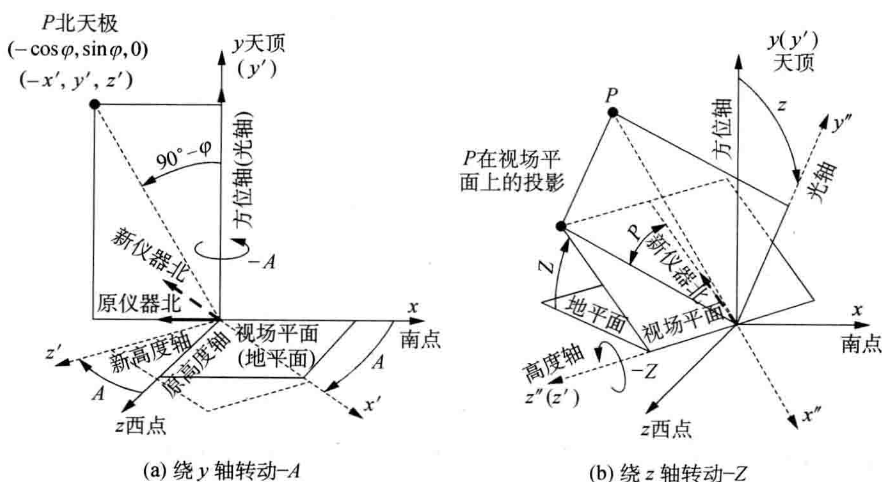


图 9　北天极 P 在视场平面上的投影

下面再定义 x''-y''-z'' 坐标系(图 9b),y'' 为望远镜的光轴,起始时该坐标系与x'-y'-z' 坐标系重合,然后使视场平面及坐标系 x''-y''-z'' 一起绕 z' 轴转动角度 $-Z$,此大写 Z 为镜筒方向的天顶距。这一过程相当于望远镜第二轴(高度轴)的转动。由坐标转换关系可求得 P 的投影在像面最后位置坐标系中的坐标:

$$\underset{\text{新坐标}}{\begin{Bmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{Bmatrix}} = \begin{bmatrix} C_{(-Z)} & S_{(-Z)} & 0 \\ -S_{(-Z)} & C_{(-Z)} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \underset{\text{原坐标}}{\begin{Bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{Bmatrix}} = \begin{bmatrix} C_Z & -S_Z & 0 \\ S_Z & C_Z & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_A & 0 & S_A \\ 0 & 1 & 0 \\ -S_A & 0 & C_A \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} -C_\varphi \\ S_\varphi \\ 0 \end{Bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} C_Z & -S_Z & 0 \\ S_Z & C_Z & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} -C_\varphi C_A \\ S_\varphi \\ C_\varphi S_A \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -C_\varphi C_A C_Z - S_\varphi S_Z \\ -C_\varphi C_A S_Z + S_\varphi C_Z \\ C_\varphi S_A \end{Bmatrix} \tag{12}$$

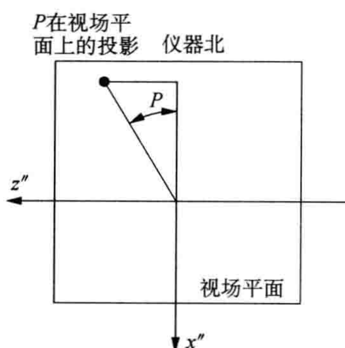


图 10　视场平面坐标系中的星位角

这时按定义,$-x$ 为"仪器北"方向。由图 10 关系可求出星位角 P 的表达式:

$$\tan P = \frac{z''}{-x''} = \frac{C_\varphi S_A}{C_\varphi C_A C_Z + S_\varphi S_Z} \tag{13}$$

从上面公式可见,对地平式望远镜,星位角 P 是随方位角和天顶距变化的,故而存在像场旋转的现象。水平式望远镜同样存在这种现象。

对赤道式望远镜,由于与第二轴垂直的坐标平面和视场平面的交线通过北天极 P,即视场中"仪器北"始终与北天极方向一致,因此星位角 P 始终等于 0。故而不存在像场旋转的现象。

2）星位角 P 的角速度 $\dot{P}$

改写 13 式：

$$\tan P = \frac{C_\varphi S_A}{S_Z S_\varphi + C_A C_\varphi C_Z} = \frac{S_A}{S_Z T_\varphi + C_A C_Z} \tag{13'}$$

两端对时间求导，并再应用 13′ 式，得

$$(1 + \tan^2 P)\dot{P} = \frac{(S_Z T_\varphi + C_A C_Z) C_A \dot{A} - (C_Z T_\varphi \dot{Z} - S_A C_Z \dot{A} - C_A S_Z \dot{Z}) S_A}{(S_Z T_\varphi + C_A C_Z)^2}$$

将 8、9 两式代入并整理后，得

$$\dot{P} = \frac{C_\varphi C_A}{S_Z}\omega \tag{14}$$

3）星位角 P 的角加速度 $\ddot{P}$

14 式再对时间 T 求导，并应用(8)、(9) 两式，得

$$\ddot{P} = \frac{-S_Z S_A \dot{A} - C_Z C_A \dot{Z}}{S_Z^2} C_\varphi \omega = \frac{-S_Z S_A \left(\frac{C_Z C_A C_\varphi}{S_Z} + S_\varphi\right)\omega - C_Z C_A C_\varphi S_A \omega}{S_Z^2} C_\varphi \omega$$

$$= (-2C_Z C_A C_\varphi - S_\varphi S_Z)\frac{C_\varphi S_A}{S_Z^2}\omega^2 \tag{15}$$

5.4　不同赤纬的星的运行规律

对于观测者来讲，只有当天体运行于地平面以上时才能被观测到。从这一点出发，不同赤纬的星，其轨迹跨越的象限以及可观测的时段是不同的。对于天文望远镜的设计者，弄清天体运行的这种规律是十分必要的，现将其用图 11 加以说明。

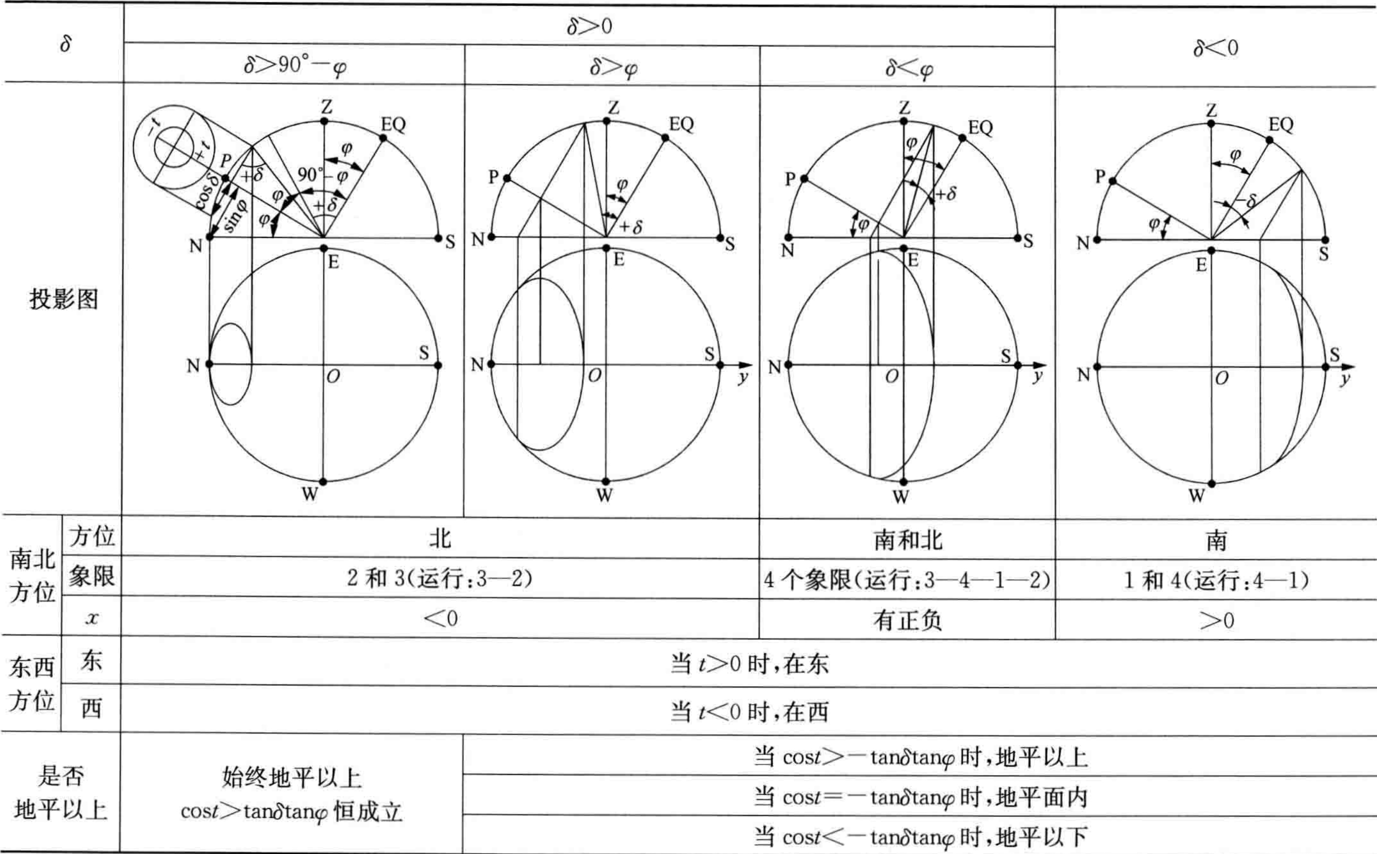
δ		$\delta>0$			$\delta<0$
		$\delta>90°-\varphi$	$\delta>\varphi$	$\delta<\varphi$	
投影图					
南北方位	方位	北		南和北	南
	象限	2 和 3(运行:3—2)		4 个象限(运行:3—4—1—2)	1 和 4(运行:4—1)
	x	<0		有正负	>0
东西方位	东	当 $t>0$ 时,在东			
	西	当 $t<0$ 时,在西			
是否地平以上		始终地平以上 $\cos t>\tan\delta\tan\varphi$ 恒成立	当 $\cos t>-\tan\delta\tan\varphi$ 时,地平以上		
			当 $\cos t=-\tan\delta\tan\varphi$ 时,地平面内		
			当 $\cos t<-\tan\delta\tan\varphi$ 时,地平以下		

图 11　不同赤纬的星的运行规律

5.4.1　南北方位和地平上下的判断

1. 南北方位判断

星的南北方位(在卯酉圈的南或北)可通过其投影坐标的正负来加以判断。该坐标即为5.2.2节图8中的x坐标。根据该节由赤道坐标系到地平坐标系的转换的公式推导结果(1式及其上面一式),有

$$x = \cos h\cos A = \sin\varphi\cos\delta\cos t - \cos\varphi\sin\delta$$

将其改写为

$$x = (\cos t - \tan\delta\cot\varphi)\sin\varphi\cos\delta$$

因为$90° > \varphi > 0$,$\cos\delta > 0$,所以

如 $\cos t > \tan\delta\cot\varphi$,则 $x > 0$,

同理,

如 $\cos t = \tan\delta\cot\varphi$,则 $x = 0$,

如 $\cos t < \tan\delta\cot\varphi$,则 $x < 0$。

对于$\delta > \varphi$的情况(图11中前两种情况),恒有$\tan\delta\cot\varphi > 1$,所以

$$\cos t < \tan\delta\cot\varphi$$

因此恒有$x < 0$,星的方位在卯酉之北。

对于$\delta < 0$的情况(图11中右边一种情况),恒有$\tan\delta\cot\varphi < 0$,所以

$$\cos t > \tan\delta\cot\varphi$$

因此恒有$x > 0$,星的方位在卯酉圈之南。

对于图中第三种情况,星穿过卯酉圈,其方位可南可北。

2. 地平上下的判断

星在地平以上或以下决定于天顶距Z:$Z < 90°$,则在地平以上,反之则在地平以下。将5式改写为

$$\cos Z = (\cos t + \tan\varphi\tan\delta)\cos\varphi\cos\delta$$

因为恒有$\cos\varphi\cos t > 0$,

所以当$\cos t > -\tan\varphi\tan\delta$时,$\cos Z > 0$,$Z < 90°$,在地平以上。

$\cos t = -\tan\varphi\tan\delta$时,$\cos Z = 0$,$Z = 90°$,在地平面内。

$\cos t < -\tan\varphi\tan\delta$时,$\cos Z < 0$,$Z > 90°$,在地平以下。

对图中第一种情况，$\delta > 90° - \varphi$，有

$$\tan\varphi\tan\delta > \tan\varphi\tan(90° - \varphi) = \tan\varphi\cot\varphi = 1$$

所以 $-\tan\varphi\tan\delta < -1$，于是恒有 $\cos t > -\tan\varphi\tan\delta$，因此 $Z < 90°$，星恒在地平以上。

对于图中其余三种情况，星穿越地平圈，只有部分时间可观测。

5.4.2 方位角 A 的修正计算

用 4 式计算方位角 A 时，先得到反三角函数的主值，对此进行修正后才能得到实际角度，方法是先判断星的方位在南还是在北。应用以上分析可以得出图 12 的关系。

计算值 $\tan A$	+		−	
$\overline{A} = \arctan A$（主值）	$0° < \overline{A} < 90°$		$-90° < \overline{A} < 0°$	
$\cos t$	$> \tan\delta\cot\varphi$	$< \tan\delta\cot\varphi$	$< \tan\delta\cot\varphi$	$< \tan\delta\cot\varphi$
判断南北	南	北	南	北
象限	1	3	4	2
A	$\overline{A}$	$\overline{A} - 180°$	$\overline{A}$	$\overline{A} + 180°$
关系图				

图 12 方位角 A 的修正计算

5.5 地平式望远镜的速度盲区

5.5.1 盲区的确定

地平式望远镜对天体跟踪时存在速度盲区。这一点易于由 9 式

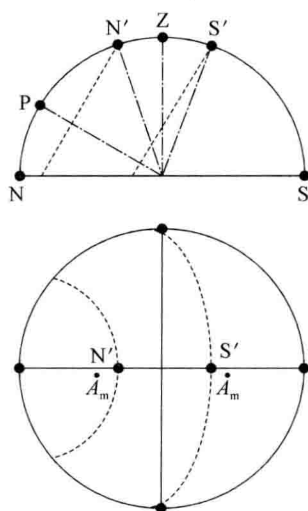
$$\dot{A}=\left(\frac{C_\varphi C_A}{T_Z}+S_\varphi\right)\omega$$

看出:当天顶距为零时,方位跟踪速度达无穷大,这意味着在靠近天顶的某一小天区内望远镜无法正常跟踪。

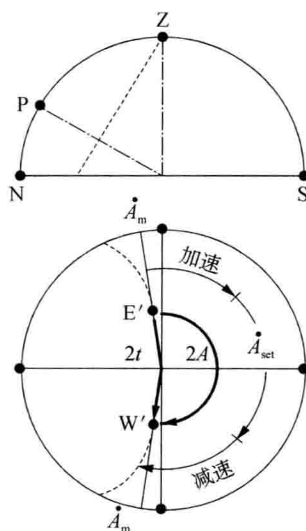
决定盲区大小的有以下两个因素:

1) 望远镜的最大方位跟踪速度

根据望远镜的最大方位跟踪速度,用 9 式可以确定天顶附近南北两点 N′、S′ 的位置(天顶距)。对赤纬在这两点之外的恒星都可以连续跟踪(图 13a)。



(a) 连续跟踪天区



(b) 中断跟踪天区

图 13　地平式望远镜的速度盲区

2) 望远镜的最大方位切换(快动) 速度

对于过天顶的恒星跟踪时,根据望远镜的最大方位跟踪速度和最大加速度,用 9 式可以确定天顶附近东西两点 E′、W′ 的位置(天顶距)。在这两点之内,望远镜方位以最大加速度 $\ddot{A}_{set}$ 加速到最大快动速度 $\dot{A}_{set}$,然后再减速到最大跟踪速度 $\dot{A}_m$(图 13b)。设这两点的方位分别为 $-A$ 和 $+A$,此过程的时间一速度关系如图 14 所示,图中阴影面积为切换过程经过的方位角度 $2A$。

由图中关系可求出该过程所需的时间如下：

$$\Delta T = \frac{CDEF}{\dot{A}_{\text{set}}} = \frac{CDKLJG + 2GJF}{\dot{A}_{\text{set}}} = \frac{2A + (\dot{A}_{\text{set}} - \dot{A}_{\text{m}})T_2}{\dot{A}_{\text{set}}}$$

$$= \frac{2A}{\dot{A}_{\text{set}}} + \frac{(\dot{A}_{\text{set}} - \dot{A}_{\text{m}})^2}{\dot{A}_{\text{set}}\ddot{A}_{\text{set}}}$$

该时间段内，恒星时角变化为中天前后 t，因此有

$$\frac{2t}{\omega} = \frac{2A}{\dot{A}_{\text{set}}} + \frac{(\dot{A}_{\text{set}} + \dot{A}_{\text{m}})^2}{\dot{A}_{\text{set}}\ddot{A}_{\text{set}}}$$

因为在 δ 确定后，A 和 t 不互相独立，所以可由上式关系求得 E′、W′ 点的位置（A、t 和 z）。

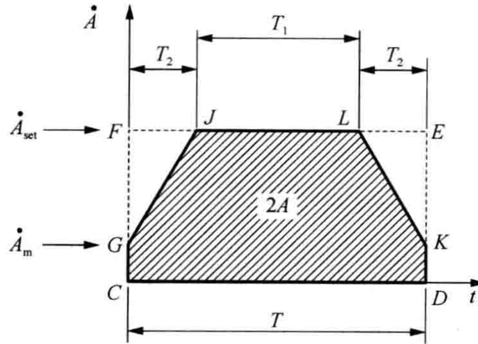


图 14　天顶性盲区切换

这样，由以上两个因素就确定了速度盲区范围。更详细的做法是对上述范围内所有赤纬的恒星都作计算；另外也可以根据所要求的盲区范围反过来求望远镜的最大方位跟踪速度、最大方位快动速度和快动加速度。

5.5.2　盲区附近方位速度和方位加速度等高线

对于某一特定的地理纬度 φ，分别令 9 式和 11 式等于一系列常数，即可建立方位角 A 和天顶距 Z 的函数关系，从而求得盲区附近方位速度和方位加速度等高线，并可以估计望远镜跟踪观测目标所需的方位速度和方位加速度，见图 15。

设图 15 是天顶附近很小的天区，则不论是方位速度(9 式) 或方位加速度(11 式) 都由公式的第一项决定(第二项可以忽略)。由 9 式第一项可见，在天顶附近方位速度的绝对值趋向于无穷大，因此等高线不可能达到天顶，另外当恒星越过卯酉圈时方位速度反号，因此其等高线近似地以卯酉圈为界。对于方位加速度，将 11 式的第一项稍作化简后有

$$\ddot{A} \approx \frac{\sin 2A}{2\sin^2 Z}\cos^2\varphi(1+\cos^2 Z)$$

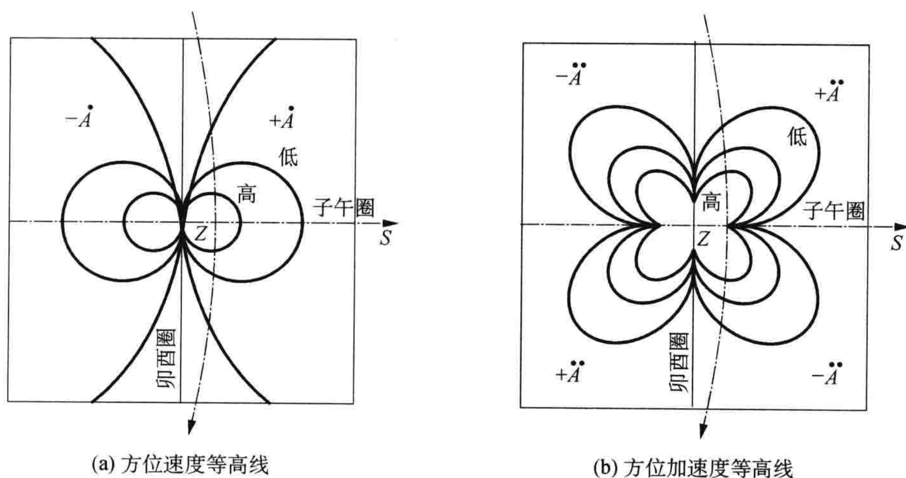
对此可作分析如下：

① 当 A 越过 0° 或 90° 时，$\ddot{A}$ 反号；

② 如 $A=0$ 并且 $Z=0$，则 $\ddot{A}$ 不确定；

③ 如 A 和 Z 同步趋向于零，则 $\ddot{A}$ 趋向于无穷大；

因此方位加速度等高线在子午圈附近和卯酉圈附近有不可逾越的界线，也不能达到天顶，故而呈现四瓣形状。



(a) 方位速度等高线　　(b) 方位加速度等高线

图 15　方位速度和方位加速度等高线

第六章　望远镜机架形式

本章先以图解形式描述各种两轴望远镜机架形式及其特点，然后讨论此类望远镜的像场旋转问题，最后介绍并分析一些特殊的望远镜机架。

6.1　两轴望远镜机架

两轴望远镜的两根机械轴和一根光轴是互相串联的，它们通过一定结构被连接成一个整体，使得前者可以带动后者一起旋转。而此结构就是望远镜的机架。

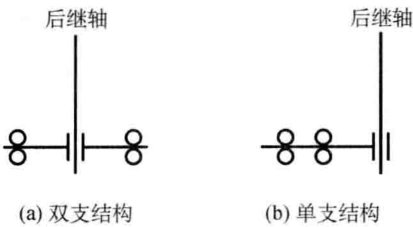
望远镜机架上最主要的结构是两根旋转轴，其次是传动系统及其运动传感器(码盘) 等。

望远镜机架是决定其稳固程度(刚度) 的主要因素之一；其上的轴系的精度及传动系统的性能又是关系到望远镜指向精度和跟踪精度的决定因素。

6.1.1　机架形式分类

1) 从轴的结构上分

在机械结构上，望远镜的机械轴必须用一组轴承来确定其方向并获得足够的刚度，而轴承的布局是其重要的结构特征之一。若轴承设置在“后继轴”的两侧，则称为“双支”结构；若轴承设置在后继轴的一侧，则称为“单支”结构(图 1)。后继轴也包括光轴(镜筒)。根据两根机械轴是双支或单支的不同状况，可将望远镜机架分为如下几种类型：



(a) 双支结构　　(b) 单支结构

图 1　两类机械轴结构

	第二轴单支	第二轴双支
第一轴单支	德国式	叉式
第一轴双支	英国式	轭式　马蹄式

2）从第一轴的方向上分

平行于地轴	指向天顶	沿南北方向
赤道式	地平式	水平式

图 2 ～ 4 为望远镜机架的主要形式。

特点：单轴匀速跟踪恒星
受力状况差，体积大，重量重

<table>
<tr><td>轴系</td><td colspan="3">第二轴</td></tr>
<tr><td rowspan="2">第一轴</td><td>支承形式</td><td>单支　特点：极区观测不受限制
镜筒可较长
要加平衡重，重量重、体积大</td><td>双支　特点：结构对称，重量轻
镜筒重力变形转角较小
极区观测受影响</td></tr>
<tr><td>单支</td><td>德国式</td><td>叉式</td></tr>
</table>

轴系	第二轴		
	支承形式	单支　特点：极区观测不受限制 镜筒可较长 要加平衡重，重量重、体积大	双支　特点：结构对称，重量轻 镜筒重力变形转角较小 极区观测受影响
第一轴	双支	英国式	轭式 马蹄轭式 马蹄式

图2　赤道式机架

特点:受力状况好,体积小,重量轻
天顶有盲区(方位速度无穷大)

轴系		第二轴	
第一轴	支承形式	单支	双支
	单支	地平德国式	地平叉式 高度盘轴式
	双支	不适宜做双支式	

图 3　地平式机架

<table>
<tr><td>轴系</td><td colspan="3">第二轴</td></tr>
<tr><td rowspan="3">第一轴</td><td>支承形式</td><td>单支</td><td>双支</td></tr>
<tr><td>单支</td><td colspan="2">不适宜做单支式</td></tr>
<tr><td>双支</td><td>（水平）英国式
天顶 B+ B− L+ L− 水平经轴 水平纬轴</td><td>水平轭式
天顶 B+ B− L+ L− 水平经轴 水平纬轴</td></tr>
</table>

图 4　水平式机架

6.1.2　各机架类型的特点

以上各类机架的不同特点可简单归结为如下几点。

（1）单支结构从力学性能上讲不如双支结构，但却赢得了必要的空间，具体来讲是：

第一轴单支结构，该轴前方（对赤道式是北天极，对地平式是天顶）的观测天区不受阻挡。第二轴单支结构，其观测天区几乎不受任何阻挡，并且镜筒后端易于放置终端设备或目镜。

（2）赤道式机架只需用一根轴（极轴）就可以实现对恒星的跟踪。

（3）地平式机架由于其（相对于重力方向的）结构对称性，在相同的允许变形条件下，其体积较小，重量较轻。特别适合于大型望远镜。

（4）地平式机架和水平式机架都存在“速度盲区”（某一根轴的跟踪速度达无穷大）。因前者盲区在天顶附近，对观测较为不利；后者盲区在南点和北点附近，观测基本不受影响。

6.1.3　第二轴抬高的改进设计

为了克服上述某些结构观测天区被挡或镜筒后终端设备缺少安装空

间，可以将第二轴适当抬高（两轴不共面）。这样带来的问题是要进行额外的平衡处理。图 5 和图 6 是两例示意。

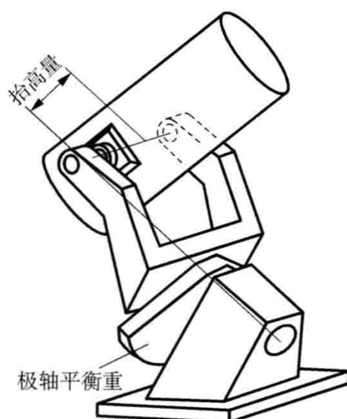


图 5　避免极区挡光的叉式望远镜（用极轴平衡重进行平衡）

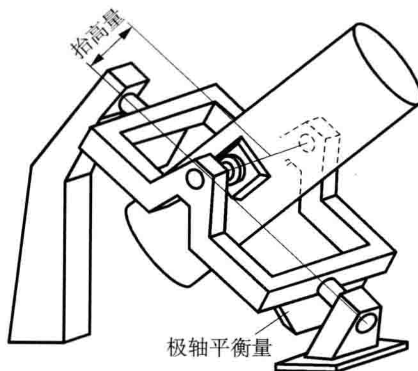


图 6　避免极区挡光的轭式望远镜（用框架本身的重量与镜筒相平衡）

6.1.4　机械设计问题

结构设计问题将在第 8 章中讨论，在此先提一下机架设计的几点原则：

（1）在机架结构件上，中小型望远镜主要采用壳体结构，即铸件或钢板焊接结构，其优点是工艺简单，易于封闭而防尘。大型望远镜，特别是 8 ～ 10 米级以上的望远镜广泛采用桁架（或刚架）结构，并进行结构优化分析，使之重量最轻。桁架结构的另一个好处是热容量小并有利于通风，从而有利于改

善观测室的大气视宁度。

(2) 在轴承的选择上,中小型望远镜多采用滚动轴承,滚动轴承具有结构紧凑,可以预紧和易于保养等优点。目前,两轴全部采用滚动轴承的最大的望远镜为3.5 m望远镜(美国WIYN望远镜)。设计中小型望远镜时应尽量考虑采用滚动轴承,只有大型望远镜才需要采用静压油垫轴承。图 2 中的马蹄式和马蹄轭式(4 ～ 5 米级) 的轴承即为此种类型。大型地平式望远镜(4 ～ 10 米级) 的方位轴轴承广泛将静压油垫用来支撑望远镜的重量,而用滚动轴承来定心,其高度轴轴承一般也采用滚动轴承,如结构太重则采用静压油垫。我国自主研发的 2.16 m 望远镜(赤道式机架) 的极轴和 LAMOST 望远镜的第一镜(地平式机架) 的方位轴均采用了静压油垫轴承。

(3) 对于轴体零件的刚度要予以足够重视。如简单地增大轴体直径将会增加结构重量和滚动轴承的尺寸,这不仅增加了制造成本,而且也会影响轴的精度。因此一般采用变截面的轴体,如锥形轴体。

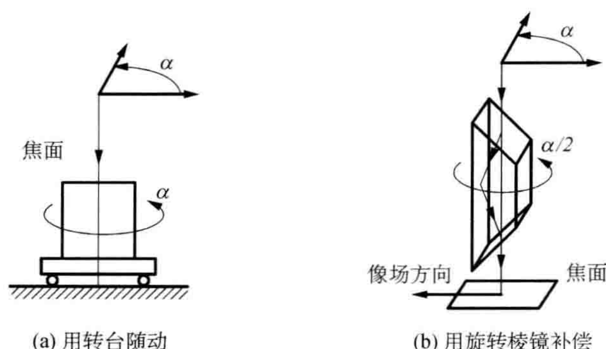
6.2 望远镜轴系转动对像场的影响

6.2.1 像场的方向和位置

望远镜观察天区(光学系统的“物”) 是一个二维平面,平面内的方向可以用天区中任一方向,例如北天极的方向来定义,此方向可以理解为一个沿光轴浮动的矢量。不管望远镜光路中有多少成像元件(透镜、球面镜或平面镜,棱镜则为几个平面镜的组合),每经过一个元件都会产生观察天区的像,即“像场”,每一个像场中都存在北天极(矢量) 的像。因此在后方光路中只要考察北天极(矢量) 的方向就可以确定像场的方向。

理想的情况是从望远镜获得的像场(包括方向和位置) 相对于观察者或接收器固定不动。这样,观察过程中,图像既不会旋转,也不会晃动。解决像场旋转的办法有两种:一是将接收器放在可控的转台上随动观测(图 7a);二是在光路中加多夫棱镜进行补偿(图 7b),棱镜按入射像场转动速度的一半

同向转动，则出射像场可保持不转。多夫棱镜也可用三块反射镜代替。采用多夫棱镜的缺点是会带来光能的损失；并且由于反射角较大，引起的光偏振较大，而且所用棱镜或反射镜的尺寸也较大。至于像场的晃动则不是很容易补偿的。



(a) 用转台随动　　(b) 用旋转棱镜补偿

图 7　像场旋转的补偿

像场的方向确定后，其位置就可以用任意一点来确定，当然用光轴经过的那一点，即视场中心点作为参考点比较方便。

为了便于讨论，关于像场的旋转方向本文作如下规定：在观察像场时向前看，即迎着光线来的方向看，并且像场逆时针转动角度为正。

6.2.2　一般分析

1）几条基本规律

（1）一般成像光路均为“线性系统”，即经此系统后，图像不会发生扭曲，只可能发生缩放、旋转或镜对称变化。直角坐标系成像后仍然是一个直角坐标系，但有可能成为镜对称的（右旋式的变成左旋式的）。

（2）如果某一光路内部元件（包括接收器）之间是相对固定的，并且输入的“物”相对于它也是固定的，则无论此光路的复杂程度如何，输出图像也必定是相对固定的，即与该光路的整体运动无关。

（3）对于上述内部相对固定的光路，如果输入的“物”相对于它做匀速旋转，则输出图像也做匀速旋转。

2）引起像场旋转的因素

为了分析望远镜轴系转动对像场的影响，须引进与镜筒相对固定的一个参考方向。当望远镜的第二轴向北转动时，光轴在天球上行进的方向可用一个矢量表示，本书将该矢量及其在望远镜光路中成的像定义为“仪器北”（图 8）。因镜筒与第二轴是相对固定的，故仪器北与镜筒也是相对固定的，其方向可以用镜筒前端相应方向的一根直径来表示。由上面所讲的第二条规律可知，仪器北在固定于镜筒上的主焦点和卡氏焦点处所成的像相对于镜筒将始终固定不动；但在安装于叉臂上的内氏焦点处或固定于第一轴或地面的折轴焦点处将会随轴系的转动而转动，下面将进行详细讨论。

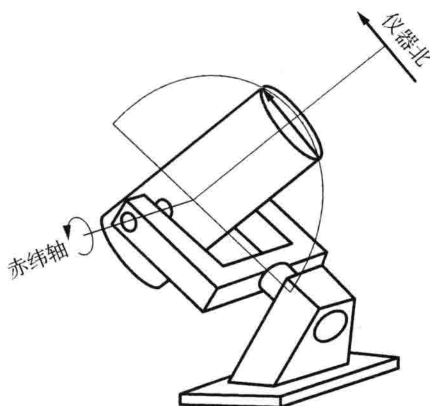


图 8　镜筒上的特殊方向——“仪器北”

引起像场旋转的因素之一是望远镜光路中存在相对运动的元件，因此轴系转动可以引起仪器北的转动。

引起像场旋转的另一个因素与轴系类型有关。对于地平式望远镜或水平式望远镜，当轴系转动时，北天极方向相对于镜筒仪器北会有相对转动（图 9）。对于赤道式望远镜则无这一现象。

综上所述，望远镜的像场旋转的角度由北天极方向相对于镜筒仪器北的相对转动角度（P_1）和光学元件之间相对运动所引起的仪器北的转动角度（P_2）合成。下面将作进一步分析。

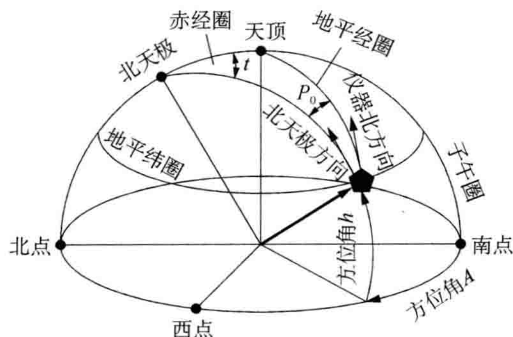


图 9　地平望远镜的星位角

6.2.3　北天极方向相对于仪器北的转动

下面来考察不同机架类型的镜筒的“仪器北”与北天极方向的相互角度关系。

1）赤道式轴系

赤道式望远镜的极轴指向北天极，其纬轴转动角度即为星的赤纬角。对一颗恒星跟踪时纬轴不转，极轴做匀速跟踪转动。这样，代表观察天区方向的北天极与镜筒上的仪器北方向始终是一致的，即 $P_1=0$。注意此特点与观察星的赤纬无关，也就是与纬轴转动角度无关。因此如果接收器是安装在望远镜镜筒上的，就不存在像场旋转。

2）地平式轴系

如图 11 所示，地平式望远镜的仪器北就是天顶方向，而北天极方向与天顶方向有一个角度 P_0（星位角），它与轴系位置的关系由第 5 章天球坐标转换公式(13) 确定：

$$\tan P_0=\frac{\cos\varphi\sin A}{\cos\varphi\cos A\cos Z+\sin\varphi\sin Z}$$

这就是说，地平式望远镜轴系转动时，即使在镜筒上的主焦点或卡氏焦点处也存在像场旋转，而且是非匀速的。星位角 P_0 的正负同方位角 A，由图 9 可见，当方位轴由南向西转动时，北天极顺时针旋转，角度取负值，因此

$$P_1=-P_0 \tag{1}$$

水平式望远镜也有类似的情况。

6.2.4 光学元件相对转动对仪器北方向的影响

当望远镜光路中光学元件之间存在相对转动时，轴系转动可能会引起仪器北方向的改变。

1）赤道式望远镜折轴焦面上的仪器北方向

图 10 为赤道式望远镜的折轴光路。当望远镜指向赤纬 90° 时，光路处于同一平面（平面镜 1 与另外 3 块平面镜的法线也都处于此平面），仪器北始终垂直于此平面，并且在卡氏系统光路之前它是向下的，经卡氏系统光路之后成倒像而向上，在折轴焦点处仪器北处于极轴的上方（如果极轴处于时角零度）。然后将镜筒指向赤纬 δ，即纬轴向南转动角度 $90° - \delta$，这时光线从固定于镜筒上的平面镜 1 出射后，仪器北将会随纬轴（随镜筒）一起转动；在叉臂一极轴部件上看，平面镜 2、3、4 是固定不动的，但仪器北作为此平面镜系统的"物"则转过了一个与纬轴转动角度相同的角度，因此经此平面镜系统后，仪器北也将转过同样的角度（$90° - \delta$）。

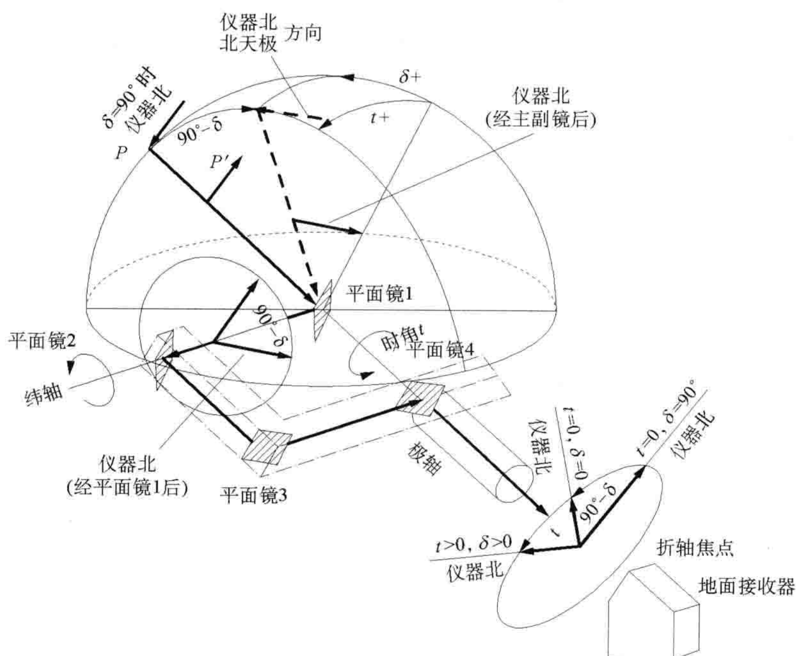


图 10　赤道式望远镜纬轴转动的影响

如图所示，此过程中在平面镜 2 之前，仪器北是顺时针旋转的，由上文关于像场旋转角度的正负规定，旋转角度为

$$P_2 = -(90^\circ - \delta) \tag{2}$$

在经过 3 块平面镜，旋转方向翻转 3 次后，在到达折轴焦点之前的极轴上，仪器北成逆时针旋转，角度为

$$P_2 = 90^\circ - \delta \tag{3}$$

如在此基础上再加上极轴从东到西的转动（时角 t），则对于固定在地面上的折轴焦点接收器而言，仪器北的旋转角度为（逆时针旋转）

$$P_2 = t + 90^\circ - \delta \tag{4}$$

上式表明，对不同赤纬的星进行跟踪时，北天极的起始位置（上式中后一项的值）是不同的，但像场旋转都为速度等于周日运动速度的匀速转动。

2）地平式望远镜内氏焦面和折轴焦面上的仪器北方向

地平式望远镜内氏焦点安排在叉臂上，同上面所作的对赤道式望远镜的分析相似，有（图 11）

$$P_2 = -Z \tag{5}$$

Z 为观测目标的天顶距。

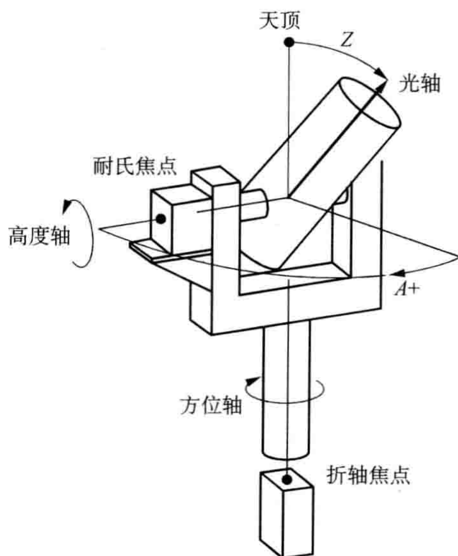


图 11　地平式望远镜高度轴转动的影响

同上面分析的赤道式望远镜情况相似，在地平式望远镜的折轴焦点的接收器上，仪器北方向的转角也由其两轴的转动角度合成：

$$P_2 = A + Z \tag{6}$$

6.2.5 两因素综合后的像场旋转

如上所述，像场旋转为北天极方向相对于仪器北的转动(P_1)和望远镜中仪器北的转动(P_2)的合成，即 $P = P_1 + P_2$。

对赤道式望远镜的折轴焦点，因 $P_1 = 0$，所以合成后北天极转角，即像场旋转角度，为(4 式)

$$P = P_2 = t + (90° - \delta) \tag{7}$$

在地平式望远镜内氏焦面以及固定于方位轴的折轴焦面上，由 1、5 两式，两项合成后北天极转角为

$$P = P_1 + P_2 = - P_0 - Z \tag{8}$$

在固定于地面上的折轴焦面上，由 1、6 两式，两项合成后北天极转角为

$$P = P_1 + P_2 = - P_0 + A + Z \tag{9}$$

6.2.6 像场旋转中心与光学视场中心一致性的调整

以上讨论的像场旋转规律，归根到底取决于两根机械轴的角度方向。不管机械轴的角度方向存在多少误差，只要其一确定，像场旋转中心就被确定。这里假设机械轴没有晃动，如有，则一般而言像场旋转中心也会出现晃动。在望远镜光机精细调整之前，像场中心不一定是光学意义上的视场中心，即所谓的“轴上点”。但是一般总希望观测目标的中心(此中心由接收器，如 CCD 的中心确定)处于视场中心，这样可以获得最好的像质。因此望远镜的光机联调(包括光学装校)的任务之一就是要将视场中心调整到像场的旋转中心上；如若不然，光学系统的视场中心可能会做圆周运动。

再者，对于地平式望远镜的折轴焦点，光路要经过两根转动轴。如果两根转动轴穿过的视场中的点不是同一个物点的像，那么两根轴一起转动时，就不存在确定的像场旋转中心，像面是晃动的、不稳定的。

现以地平式望远镜的折轴焦点为例说明光机调整方法，设其折轴焦点

配有专用的副镜。调整步骤如下：

(1) 如图 12 所示，先使镜筒处于水平位置，移去平面镜 1，用常规方法调整主、副镜，使之符合光学相对位置要求，并与镜筒的机械基准一致，并找到水平位置上的折轴焦点的精确位置(因未装平面镜，故焦点就在主光轴上)，并设置十字丝。

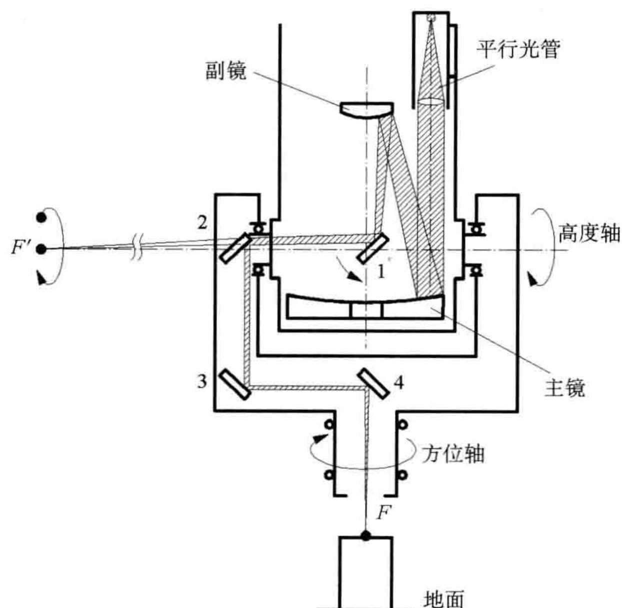


图 12　调整视场中心与像场中心重合

(2) 在镜筒前端安装一平行光管，并调整使其倾斜让焦点(十字丝中心)的像与水平折轴焦点(十字丝中心) 重合。

(3) 安装平面镜 1，移去平面镜 2，在高度轴转动的条件下，以地面为参考物，观察平行光管的焦点在 F' 处成的像，如该像点随纬轴而晃动，则调整平面镜 1 的倾角，直到不再晃动为止。这时，平行光管的焦点的像已落在高度轴上(指无限延长的轴线，下同)。

以上调试中折轴焦点离镜筒较远；如采用可变焦的“测微准直望远镜”则可靠近镜筒观测。

(4) 安装平面镜 2，在方位轴转动的条件下，以地面为参考物，观察平行

光管的焦点在折轴焦点 F 处成的像，如果此像随方位轴而晃动，则调整平面镜 2 或平面镜 3 或平面镜 4 的倾角，直到不再晃动为止，这时，平行光管的焦点的像已落在方位轴上。注意，原则上这 3 块平面镜中只要调整一块就可以，但如果另外两块平面镜的位置和角度差得太多，将会有更多的渐晕，光能有更多的损失。因此在大范围初步调整时还要考虑到正确的机械参考基准。

总之，当望远镜的某一机械轴转动时，光学视场中心是否会晃动，决定于它在两相对运动的光学元件"之间"的像点（注意该像点的具体位置可以在这两光学元件之外）是否落在此机械轴上，而与前方光路的状态无关。例如上面例子中，对折轴焦点的调整时，光线在平面镜 2、3、4 中穿行时可能不成直角，但由于最后视场中心落在方位轴上，方位轴转动就不会引起光学视场中心的晃动。

另外，上述光机调整是有顺序的：先调好主副镜，后将平面镜 1 和平面镜 2 之间的像点调到高度轴上，最后将折轴焦点处的像点调到方位轴上。当然也可以反过来先在方位轴上确定一点作为基准点，然后调整平面镜 4、3、2，使它的像落在高度轴上，再调整主副镜。两种顺序那种好，要看具体情况。

6.3 定日镜和定天镜

本章下面内容是讨论一些特殊的望远镜机架。

定日镜和定天镜为平面镜系统，不能成像；作为望远镜的前端设备，其作用是跟踪太阳（原则上也可跟踪恒星），将其平行光的方向改变为某一固定方向，以便后方固定望远镜进行观测。因为单独的平面镜在体积和重量上总比望远镜的镜筒要小得多，故采用定日镜或定天镜和固定望远镜组合的方法有利于减小跟踪系统的制造难度，特别是对于有大型终端设备（如光谱仪）的望远镜。

采用定日镜或定天镜的缺点是在原有望远镜主镜的基础上要增加一块或两块相同尺寸的镜子（平面镜），更因斜入射而口径损失的缘故，平面镜的

尺寸还要更大。因此，仅从制造成本的角度看，该系统不宜用于大型望远镜。目前，世界上最大的定日镜是美国基特峰天文台的太阳塔所用的定日镜，口径 208 cm。此外，由于斜入射光路存在光偏振现象，故而也不适合于需进行光偏振分析的望远镜，如太阳磁场望远镜。

6.3.1　定日镜

（1）光路：平面镜绕极轴做周日转动以跟踪天体目标，反射光方向沿极轴方向（图 13）。

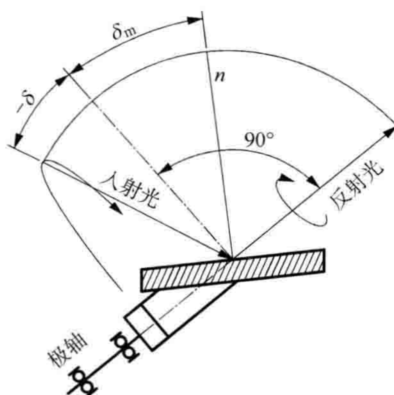


图 13　定日镜基本光路

（2）原理：平面镜法线及极轴构成的平面连同处于该平面的入射光（星光）一起绕极轴作周日转动，显然在跟踪过程中，此平面将始终是反射平面（包含入射光和出射光的平面）。

（3）平面镜法线的赤纬角：

$$\delta_{\mathrm{m}} = \frac{90^{\circ} + \delta}{2} \tag{10}$$

（4）后继光路

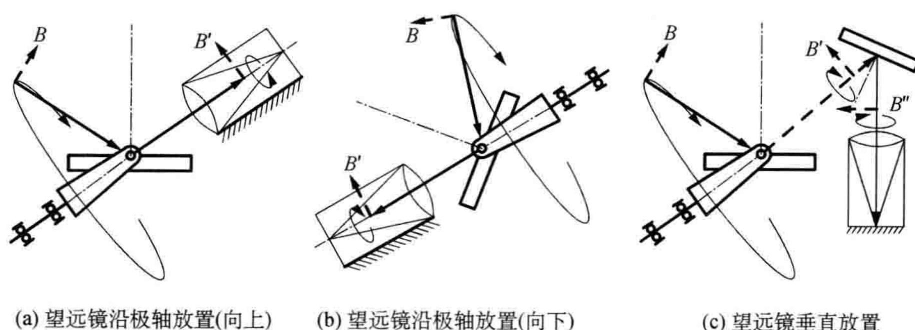
如图 14 所示，定日镜后的固定望远镜可以沿极轴放置（图 a 和 b）或垂直放置（图 c）。后者要加一块固定的平面镜进行光路转折。

（5）像场旋转问题

如图 14(a) 所示，定日镜的入射光、反射光以及法线都处于赤经圈平面

内。选择此平面中与入射光垂直的方向作为参考矢量 B，显然在跟踪过程中，矢量 B 经平面镜的反射像 B' 也必然始终处于同一经圈平面内。也就是讲反射像 B' 是以周日运动速度绕极轴转动的；而后方光路(镜筒)是固定不动的，故而像场以周日运动速度做匀速旋转。

在图 14(a) 和(b) 的设计中，只需用一块平面镜就可将光路转向固定的望远镜，而下面要讲的“定天镜”则必须用两块平面镜，此为其优点之一。美国基特峰天文台的太阳塔即为图 14(b) 的设计，见 2.1.5 节介绍。当然，如望远镜光轴取其他方向，则需另加一块固定的平面镜，如图 14(c) 那样。一般来讲，用于太阳观测的定日镜不需移动位置，此为其另一个优点。



(a) 望远镜沿极轴放置(向上)　(b) 望远镜沿极轴放置(向下)　(c) 望远镜垂直放置

图 14　定日镜的后继光路

6.3.2　定天镜

1) 光路

定天镜由两块平面镜组成：第一平面镜的反射面与极轴重合，并可绕极轴做跟踪转动。星光(太阳光)经第一平面镜反射后的出射光线射向第二平面镜，且方向将始终保持不变。第二平面镜的作用是将从第一平面镜反射来的光线反射到另一适合于后方光路的方向。第二平面镜通常采用地平式机架(不需要跟踪，观测之前调好方向)。常用光路为两平面镜大致处于南北方向且第二平面镜的反射光线沿正北水平方向(图 15)。

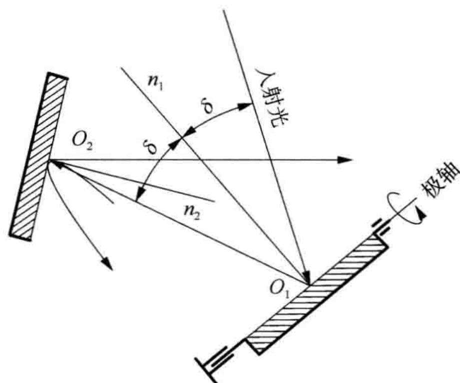


图 15 定天镜基本光路

图 16 为定天镜光路原理。如图右部，以第一平面镜的中心为顶点，以极轴为旋转轴，以观测星的赤纬的余角为半顶角作一对圆锥，则根据简单的平面镜反射原理，任一时刻来自目标星的入射光（主光线）和反射光（主光线）就分别位于这两个圆锥面之上，而一镜法线则位于这一对圆锥的对称平面（天赤道平面）上。

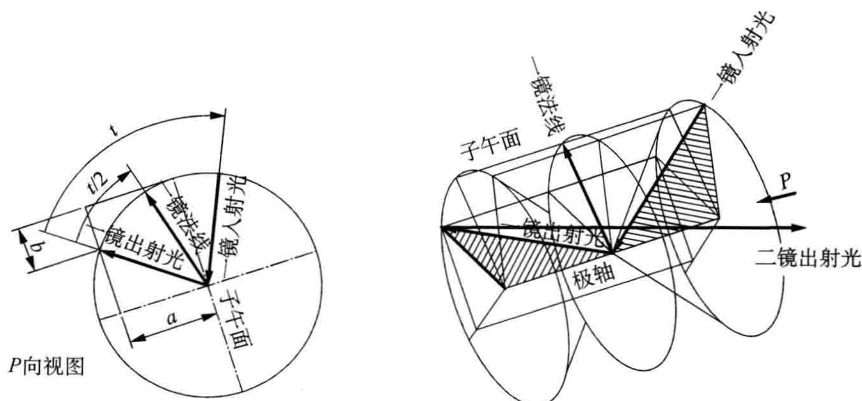


图 16 定天镜光路原理

2）第一平面镜跟踪运动的速度

图 16 左部所示为第一平面镜法线以及入射光、反射光在天赤道平面上的投影，即 P 向视图。在任意时刻，如入射光的投影与反射光的投影相差时角 t，则第一平面镜法线与入射光的投影就相差时角 $t/2$。这说明只要第一平

面镜法线以周日运动之半的速度匀速转动，就能实现对恒星跟踪，即

$$第一平面镜跟踪速度 = \frac{1}{2} 周日运动速度$$

3）两镜调整自由度

定天镜的两平面镜须有必要的调整自由度。首先，对于两镜处于同一子午面的情况，为了适应观测目标的不同的赤纬角，第二平面镜应该有俯仰角度调整，并同时使第一平面镜沿南北方向作相应移动以保持有效通光口径。

再者，两平面镜处于南北方向时，在一定的赤纬观测范围，第二平面镜可能对第一平面镜的入射光束会有遮挡。这时可使第一平面镜沿东西方向适当移动让开，并相应调整两平面镜的角度以保持有效通光口径。这相当于在图 16 中，选择子午面以外的某一条圆锥母线作为第一平面镜的出射光方向；第一平面镜沿东西方向移动距离为 a，而南北方向的移动量则由 b 决定。

以上调整中第二平面镜中心未作移动，其好处是对后方光路没有影响。以上仅仅是定天镜的调整方式之一，根据具体要求也可采用其他方式。总之，这种调整是“预置性”的，定天镜的跟踪运动只是第一平面镜绕极轴的匀速转动。

4）关于定天镜是否存在像场旋转的问题

（1）共轭平面原理

因为平面镜系统成像具有完全的“镜像线性规律”：直线的像仍为直线，平面的像仍为平面（分别称为“入射平面”和“出射平面”，互为“共轭平面”），入射平面中的直线的像必位于出射平面中，而且都是唯一的。如入射光线和像场方向处于入射平面内，则反射光线和像场方向（的像）必处于出射平面内。根据这一原理容易判断出射光的像场的方向。

两平面构成共轭平面的必要条件是平面镜通过两平面的交线，这一点可用图 17 来说明。图中平面镜法线 n 垂直于两平面的交线（b 和 b'）且位于其角平分面内，过此法线作垂直于该交线的平面，得交线 a 和 a'，根据反射定律，a 和 a' 以及 b 和 b' 互为入射光和反射光。因此，两平面互为共轭平面，而平面镜必通过其交线。在此条件下，如入射光线 c 以及像场方向 d 位于入射平面内，则反射光线 c' 和像场方向 d'（d 的像）必在出射平面内。注意像场方

向为浮动矢量，只具有方向的意义；图中只表示 d' 在出射平面内，而未表示矢量 d 经平面镜成像后的确切位置。反之，若平面镜不通过两平面的交线，则一般情况两平面不能构成共轭平面。这一点可以这样来解释：因为这时平面镜法线已离开 a-a' 平面，相应地 b 的像也将离开原出射平面而成为 b''，于是新的共轭平面应通过 b''，所以原先两平面不再是共轭平面了。

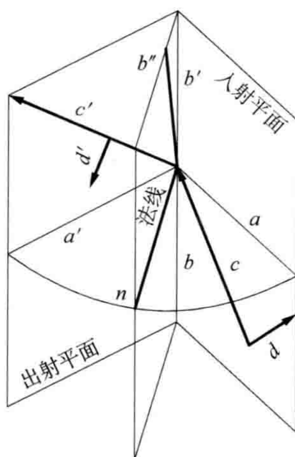


图 17　平面镜系统中像场方向的判断

(2) 定天镜在跟踪过程中无像场旋转

因为天球上所有赤经圈平面(包括子午圈平面)都交于极轴，而定天镜的第一平面镜通过极轴，故任意两个赤经圈平面都可以构成共轭平面；另外，在跟踪过程中第一平面镜的出射平面相对于第二平面镜以及后方光路是固定不动的，从而保证了在跟踪过程中无像场旋转。

图 18(a) 所示是两平面镜处于同一子午面内的情况，二镜出射光方向水平向北。如图所示，以第一平面镜中心为球心建立天球面，以视场中的北天极方向 B 作为像场方向，显然它与入射光线同处于某一赤经圈平面内，而出射光则位于子午面内。矢量 B 经一镜所成虚像 B' 位于关于一镜平面对称的位置。

图 18(b) 是天赤道平面投影，即 P 向视图。由此图可清楚地看出：B' 矢量与出射光共面于子午面。由于第一平面镜对观测星的半速跟踪并不破坏这一状态，所以如从第二平面镜沿其入射光方向看去，矢量 B' 的方向将始终不

变；另外由于第二平面镜的出射平面仍为子午面，并且后继光路固定不动，因此该系统不存在像场旋转。

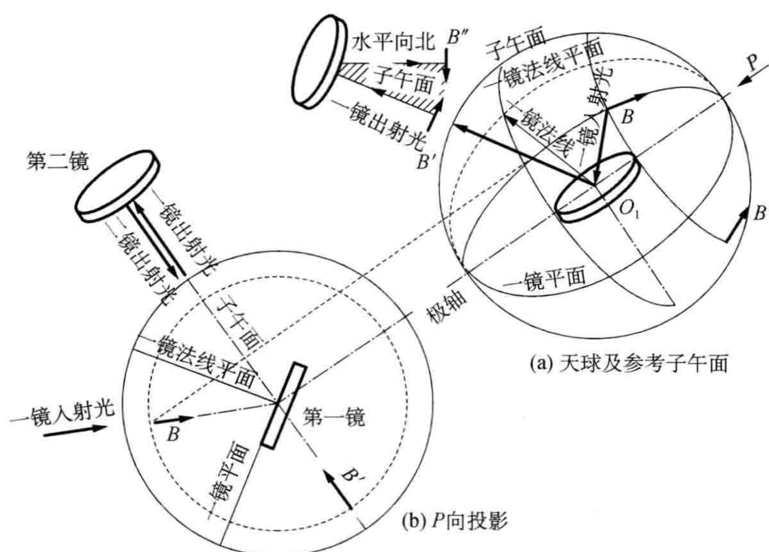


图 18　两镜共处子午面时的像场方向

对于两镜横向错开的情况，在跟踪过程中同样无像场旋转，这一点读者可对照图 18 进行思考。但两镜错开过程本身将引起像场的一个初始转动，见下文讨论。

(3) 两镜横向错开对像场旋转的影响

图 19 所示为一镜沿东西水平方向移动一定距离后的情况。这时，二镜入射光的像场方向位于经过两镜中心的赤经圈平面内，而出射光则位于通过二镜中心的子午面内。按照以上分析，如果一镜的横向移动不产生像场旋转，则上述两平面应构成共轭平面，而满足这一要求的必要条件是二镜平面通

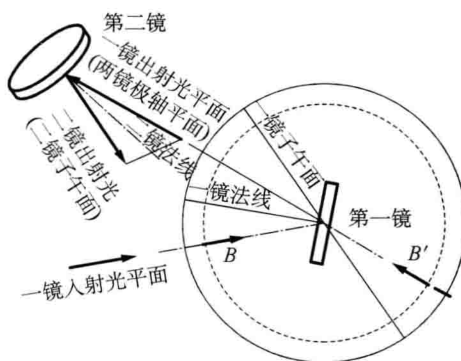


图 19　两镜横向错位后的情况

过其极轴。但在一般情况下，这一点与二镜出射光水平向北的要求是相矛盾的，因此出射光的像场方向矢量不在子午面内，这就意味着一镜的横向移动可能产生像场旋转。但一旦固定，在跟踪过程中仍然不会出现像场旋转问题。

6.4　特殊的望远镜机架形式

6.4.1　单轴望远镜

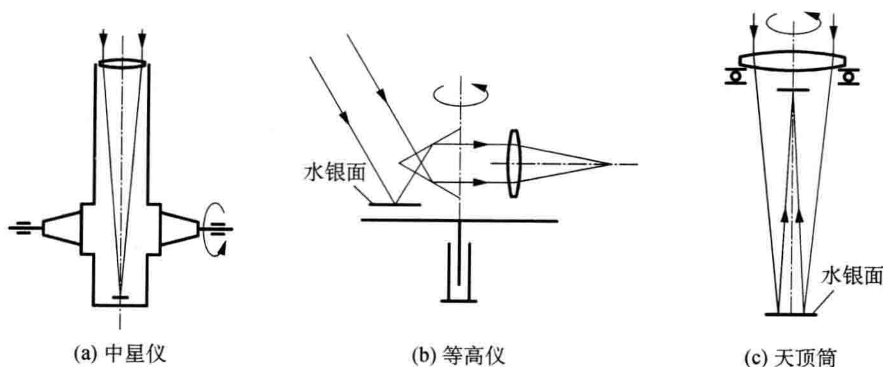
天体测量工作中有时只限于观测某一特定天区的目标，因而只需要一根转轴。其典型有：

(1) 中星仪、子午环，转轴为东西方向的水平轴(图 20a)。

(2) 等高仪，转轴为地平坐标的方位轴(图 20b)。

(3) 照相天顶筒，转轴为方位轴(图 20c)。

由于长基线干涉阵和空间天文的发展已使这类经典天体测量仪器逐步淘汰，但其工作原理往往在新一代特大型望远镜的选型研究中得到借鉴和发挥。



(a) 中星仪　(b) 等高仪　(c) 天顶筒

图 20　单轴望远镜

6.4.2 球体望远镜

球体望远镜的工作原理如图21。球体下方沿圆周方向设置4个摩擦驱动轮(也可以仅用前面两个驱动,其余作为滚轮)。当它们同向转动时可使望远镜做方位转动(图21(b));而当它们如图21(c)转动时,其合力可使望远镜做高度转动(有一定的相对滑动),因此球体具有地平式机架的功能。

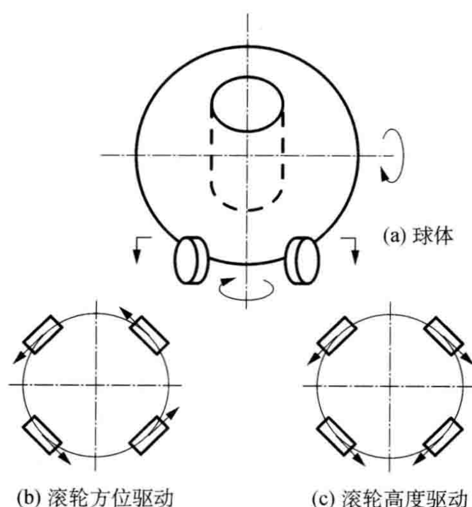


图21 球体望远镜

提出球体望远镜方案的思路是为了省去复杂的两机械轴部件,而作为滚动体的球面则可用"范成法"制造。另外望远镜镜筒完全藏于球体之内,有利于得到保护。但巨大的球体也是较难制造的,而且也不容易做到高精度,另外球体和摩擦驱动轮都暴露在外,不易防尘;因而只见诸于尺寸中等、要求不高的望远镜(如科普望远镜)。

6.4.3 平行轴望远镜

地平式望远镜高度角变化时,镜筒相对于重力方向随之变化,这必然引起结构和主镜的重力变形的变化;对原来不平衡的结构还会使之更加不平衡,这个问题对大型望远镜尤为严重。下面两个方案采用非正交的第二轴代替高度轴,巧妙地解决了这类问题,各有特色。这里先讲第一种方案。

平行轴望远镜有两根重合的铅垂转轴，其中之一支撑一块倾斜的平面镜（类似于定天镜的第一镜），利用平面镜旋转时法线方向的改变，可使在保持出射光线高度角不变的条件下，容许入射光高度角任意改变，从而可实现对天体的跟踪。其优点是对于反射镜而言重力方向是不变的，解决了上述主镜重力变形不断变化的问题，因此下称“重力变形固定不变的二镜系统”。其缺点如同定日镜一样，需多用一块更大的反射镜，后来由于主动光学技术的出现可以解决重力变形问题，这一方案未见采用；但作为一种有益的思路还是值得介绍的。详细内容见 6.5。

6.4.4　倾斜第二轴的采用

此方案未见用于望远镜，而出现在大望远镜的圆顶设计中。图 22 是这种圆顶的示意图，该圆顶的方位转动与常规圆顶一样，但天窗设计特殊：天窗 A 装在球冠上，球冠可绕 C—D 轴转动。显然这一转动可使得天窗的高度角在一定范围内作连续变化，而与此同时其方位角也发生了改变，但这一点是可以通过额外的方位转动给以补偿的。该方案比之于一般沿高度开启的天窗，其优点在于：首先，球冠在转动过程中重心基本不变，解决了后者难以解决的不平衡问题；其次，由于基本上没有突出部分，因而有利于改善圆顶周围的气流条件；最后，可使圆顶密封得更好。

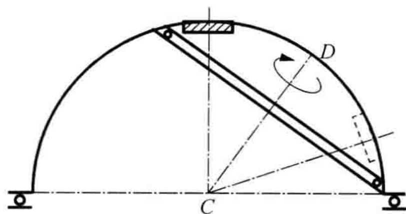


图 22　非正交转动轴的采用，球冠式天窗

6.5　重力变形固定不变的二镜系统

重力变形固定不变的二镜系统的机架方案于上世纪 70 年代见诸报道，当时正处于酝酿下一代大望远镜的形势，但仅仅限于概念介绍。这是一个很有意思的方案，下面对此试作一些初步探讨。

该系统由两镜组成，第一块是平面镜，第二块是凹面镜（图 23）。星光经

平面镜反射到凹面镜，再会聚到平面镜的中孔下面成像。

此方案的特点在于：两镜具有重合（同轴）的方位旋转轴，但各自独立转动，方位角均从南点开始量度，分别为 A_1 和 A_2。

两镜的倾斜角度是固定不变的：第一镜（平面镜）法线的天顶距为 θ_1；第二镜轴线的天顶距为 θ_2，一般取 $\theta_2 = 2\theta_1$。如取 $\theta_1 = 20°$，$\theta_2 = 40°$，则可观测天区为 $Z = 80°$。

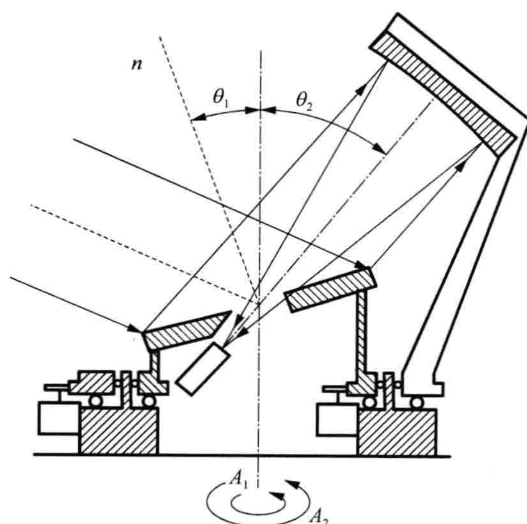


图 23　重力变形固定不变的二镜系统

该望远镜的明显优点是：重力方向相对于镜子始终保持不变，因此一旦加工和调试完成，将不存在重力变形对镜子成像质量的影响。其缺点是：需要两块大的镜子，而且要求第一镜更大。

图 24 表示该系统的工作原理。图中内外两个圆锥分别表示一镜法线和二镜轴线的运动轨迹，O 为圆锥公共顶点和一镜中心，CO 为来自可观测天区中的某一入射光线。包含 CO 作一平面与内圆锥相切于 $N'O$，与外圆锥相交于 $D'O$（这两条交线未画出）。一般情况，$\angle CON'$ 不等于 $\angle N'OD'$，有一个角度差，因此 CO 和 $D'O$ 不能构成反射关系。现将平面绕 CO 旋转而逐渐扫过内圆锥，则就出现两条交线，并在内圆锥面上扫描，其中必有一条可以使得上述角度差逐渐减小而使两角度达到相等，这时，$N'O$ 就成为法线 NO，而 $D'O$

则成为反射光 DO，这就确定了一镜和二镜的方位。因为上述过程是连续的，因此该系统可以对观测目标实现连续跟踪。

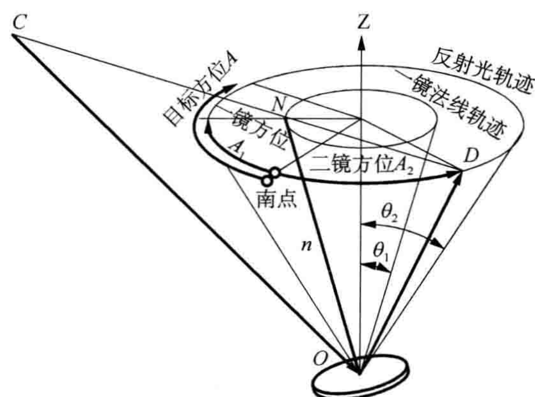


图 24　反射关系原理

6.6　重力变形固定不变的单镜系统

在大型光学望远镜中，美国 HET(9.2 m) 望远镜采用了独特的设计——重力变形固定不变的单镜系统（图 25）。该系统的特点是主镜为球面，只

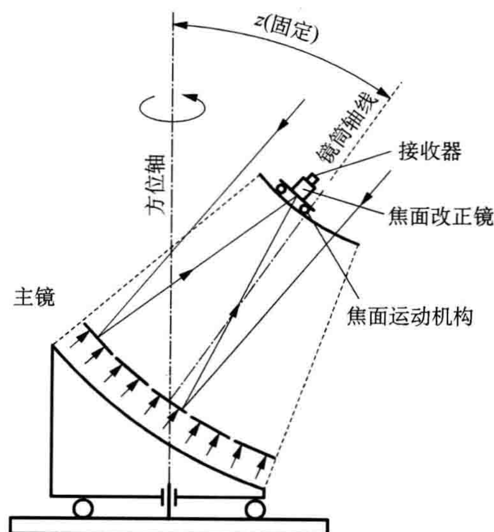


图 25　重力变形固定不变的单镜系统

有方位轴，镜筒轴线的天顶距固定在某一角度 Z(HET 为 35°)。显然这一特点使得主镜的重力变形不会因观测不同目标而变化，这是该系统的最大优点。另外，在一次观测中望远镜本身是不动的，焦面接收部分用多维机构作跟踪运动，始终处于焦面并对称于通过球心的光轴。方位轴只在换天区时才要转动，因而可以大大降低其精度要求。因为主镜为球面，故而系统始终处于"同轴"观测状态。由于以上原因，该方案对于超大望远镜无疑是造价最低廉的。

相对于一般望远镜，该系统有以下特点：

(1) 随目标相对于镜筒轴线的偏离，观测时只用到主镜球面的一部分，而不是全口径的。

(2) 一次跟踪观测的时间要受到镜筒和主镜范围的限制(HET 最多为 2.5 h)。

(3) 随目标的赤纬不同，可观测的时段不同(方位角不同)，不能像一般望远镜那样可以随意观测；因 HET 用于光谱巡天工作，故而影响不大。

(4) 如图 26 所示，如一次观测可偏离光轴的角度为 α，则可观测的赤纬范围为 $\delta=\varphi-z-\alpha$ 到 $\delta=\varphi+z+\alpha$；其中 $\delta=\varphi-z$ 到 $\delta=\varphi+z$ 的目标可全口径跟踪，其余目标可跟踪时间较短(HET 最短为 45 min)。

图 26　观测天区

(5) 为了改正球差，焦面接受部分前端须设置一组改正透镜。

该设计方案源自阿雷西博 305 m 固定天线射电望远镜，区别是 305 m 望远镜 $z=0$，故方位也无须转动(因此可观测天区更小)。

第七章　望远镜结构设计中的力学问题

7.1　结构力学的一些基本方法和基本问题

7.1.1　求简单杆系变形的方法

杆系问题是"结构力学"的主要内容。在标准结构分析软件普及的今天，一般结构分析都可以用计算机做，特别是连续力学问题和自由度较多的杆系问题是不可能用人工做的，唯独非常简单的杆系问题还可以例外。

1. 单位力法

材料力学中的"单位力法"是利用能量原理来计算变形的一种方法。设想在杆系结构的需要求出位移的(结点的)自由度上，作用一单位力 $\overline{P}=1$，由此引起构件内力为 $\overline{N}$(轴力)和 $\overline{M}$(弯矩)。然后再将实际载荷加到结构上，在此加载过程中，单位力所作用的自由度位移为 δ(也就是实际载荷单独作用时的位移)，构件内力增加量为 N 和 M(也就是实际载荷单独作用时的内力)，单位力及其引起的内力都未变化，单位力所做的功应该等于内力 $\overline{N}$ 和 $\overline{M}$ 所做的功，即

$$\delta \cdot 1=\delta=\sum \frac{\overline{N}Nl}{EA}+\sum \frac{\overline{M}Ml}{EJ} \tag{1}$$

上式中 l 为构件长度，A 为截面积，J 为截面惯性矩，E 为弹性模量，$\sum$ 表示对所有构件求和。这里忽略了剪力影响，并假定各构件的内力为常数(否则要沿长度积分)。如果需要求若干个自由度的位移，则要进行多次计算。另外，此法要先求出各构件内力(轴力 N、弯矩 M 等)，对超静定问题有一定的难度。

2. 位移法

“位移法”是以位移为未知数求解结构变形的方法，是相对于以力为未知数的“力法”而言的。一般“有限元法”采用位移法，见下文叙述。

7.1.2 零件设计中的一些力学问题

1. 采用“高效率”构件(图1)

图1中各构件重量相同，但刚度（或强度）不一；望远镜结构设计应尽可能采用重量轻而刚度（或强度）好的构件形状，即“高效率”构件，具体说来要注意以下两点：

(1) 尽量用杆（桁架）和薄板（壳体）等轻型构件来代替笨重的实心构件。

(2) 受弯梁的截面，应加大两侧（翼板）部分，即在不增加重量的前提下增加截面惯性矩；但腹板部分也不能过于削弱，否则会影响稳定性。

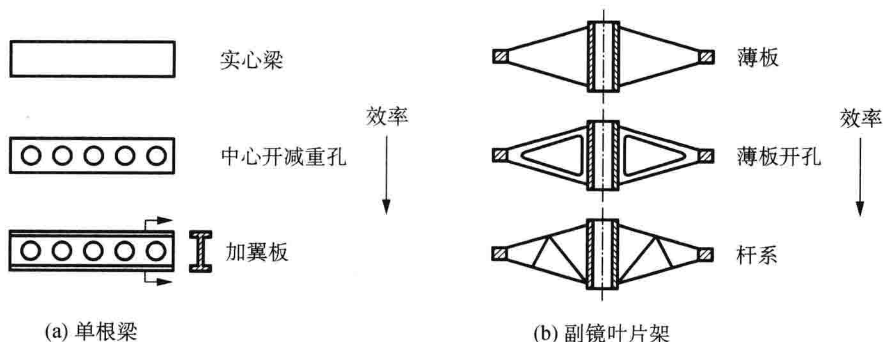


图1 采用“高效率”构件

采用“高效率”构件可以在保证结构刚度（或强度）的前提下减轻其重量。但是在望远镜结构设计中，除了使重量轻以外还应考虑其他因素：

① 美观；

② 毛坯制造工艺简单；

③ 容易加工；

④ 焊接或加工变形小；

⑤ 成本低等。

因此具体设计时要综合考虑，权衡利弊。

2. 正确利用构件的性能

在图 2 的两种设计中，最好采用图(b) 设计；如采用图(a) 设计则要加大水平杆的厚度，使其起到梁的作用。



(a) 水平构件起梁的作用　　(b) 全部杆系(桁架)

图 2　提高构件效率

3. 将细长杆用于拉伸

图 3 中将细长斜杆安排在受拉的对角线方向，这样有利于结构稳定。

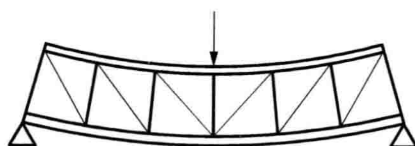


图 3　将细长杆用于拉伸(斜杆方向)

4. 用拉压构件代替弯曲构件

图 4 所示箱体的中间一块板是至关重要的，否则将由上下薄板承受弯曲，箱体变形要大得多。

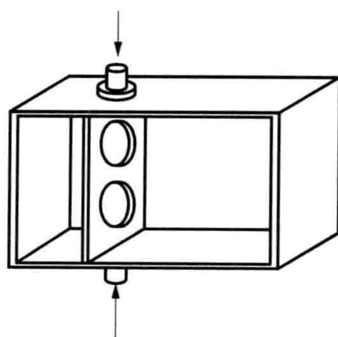


图 4　避免板的弯曲

5. 避免应力集中

图 5 中的薄壁镜筒两端用刚度较好的法兰过渡，以便与外部结构连接；开孔必须用刚度较好的边框加强，这样可以避免失稳和应力集中。

6. 薄壁管加强筋的走向问题

在进行镜筒、叉臂等薄壁零件设计时，如为了提高其弯曲刚度则应设置纵筋(图 6)，多用横向筋板将无济于事。但横向筋板对结构的稳定性往往是有好处的，特别是对真空薄壁容器(在望远镜中主要是真空镜筒)是很重要的。另外在薄壁镜筒内腔设置一系列的环筋可同时起结构加强和消杂光的作用，一举两得。

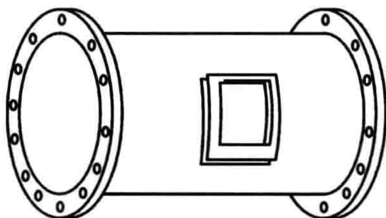


图 5　避免应力集中

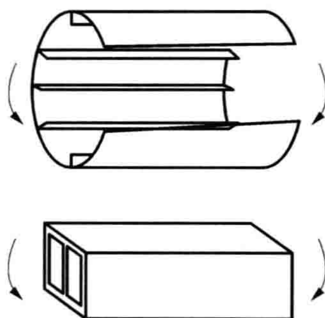


图 6　纵筋可以提高薄壁管弯曲刚度

7.1.3　对称结构的刚度合成

望远镜结构设计中常会遇到一些对称结构，这些对称结构由若干相同的子结构绕对称轴等圆周角排列而构成。下面分析其总的刚度和子结构刚度的关系。

1. 正交对称系统(子结构角距 90°)

如图 7(a) 所示，子结构为三角状结构，其底边固定，顶点“面内” 刚度为 k，垂直刚度为 0。两子结构正交合成后(图 7b)，分析其顶点沿任意角度 α 方向的刚度。这里假设两三角形除顶点外，中间没有牵连。

将 α 方向的外力 P 分解为坐标方向的分力 P_x 和 P_y(图 7c)，由于三角形子结构只具有“面内” 刚度，因此两分力必然各自由三角形 1 和三角形 2 分别承受。两者产生的位移为

$$\delta_x = P_x/k$$

$$\delta_y = P_y/k$$

因此

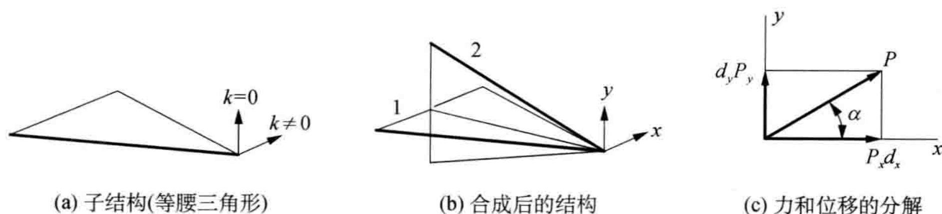
$$\delta_y/\delta_x = P_y/P_x = \tan\alpha$$

说明合位移方向与合外力方向一致,另外

$$\delta = \sqrt{\delta_x^2 + \delta_y^2} = (\sqrt{P_x^2 + P_y^2})/k$$

说明任意方向的刚度都等于子结构的刚度,也就是总的结构刚度:

$$K = k$$



(a) 子结构(等腰三角形)　(b) 合成后的结构　(c) 力和位移的分解

图 7　正交系统的刚度合成

2. n 个子结构系统(子结构角距 $360°/n$,图 8)

和上面分析相仿,设沿 α 方向作用的外力为 P,将其沿 1、2 两子结构的方向分解为两个分力 P_1 和 P_2,并将其先后作用于结构,然后将变形合成。对于作用力 P_1,有

$$\delta_2 = \delta_1 \cos(360°/n)$$

$$\delta_3 = \delta_1 \cos(2 \times 360°/n)$$

$$\cdots\cdots$$

$$\delta_n = \delta_1 \cos[(n-1) \times 360°/n]$$

各子结构顶点所受作用力方向沿各自"面内"刚度方向,大小为

$$F_1 = k\delta_1$$

$$F_2 = k\delta_2 = k\delta_1 \cos(360°/n)$$

$$\cdots\cdots$$

其合力在方向 1 上的投影为

$$F_1 + F_2\cos(360°/n) + F_3\cos(2 \times 360°/n) + \cdots$$

$$= k\delta_1[1 + \cos^2(360°/n) + \cos^2(2 \times 360°/n) + \cdots]$$

$$= k\delta_1 \frac{n}{2}$$

按级数和公式，上式中括号内的和等于 $n/2$。

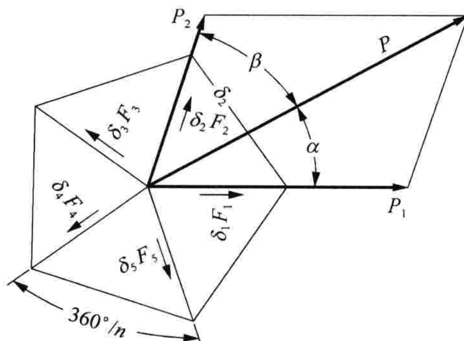


图 8　任意多子结构系统的刚度合成

由顶点的平衡条件得

$$\frac{n}{2}k\delta_1 = P_1$$

同样可以推导出对于作用力 P_2 的结果：

$$\frac{n}{2}k\delta_2 = P_2$$

以上两式在合力 P 方向的投影之和为

$$\frac{n}{2}k(\delta_1\cos\alpha + \delta_2\cos\beta) = P_1\cos\alpha + P_2\cos\beta$$

或

$$\frac{n}{2}k\delta = P$$

因此可以获得同正交对称系统一样的结论：n 子结构的总的位移 δ 与外力 P 的方向是一致的，并且刚度为

$$K = \frac{n}{2}k \tag{2}$$

因此结构刚度也具有各向同性的性质。

3. 应用实例

在望远镜结构设计中，对称系统的刚度合成原理常和平移结构原理一

起应用。

一个典型的例子是塞勒里尔桁架，见下文叙述。另一个例子是用弹簧片（一般用膨胀系数较低的殷钢片）来支撑小镜子。该方案见诸于丹麦 E. 霍格所设计的子午环，用于支撑 45° 平面镜。如图 9 所示，3 块相同的弹簧片对称分布，将反射镜固定于镜座上（中间还要通过三个殷钢垫块，垫块胶于镜子上，未画出）。弹簧片宽 30 mm、高 20 mm，厚度仅 0.15 mm，约可承受 7 kg 的镜子重量。此结构不但使镜子获得了各向相同的横向刚度，而且可以避免由于镜子和镜座膨胀系数不同而引起的镜面变形。

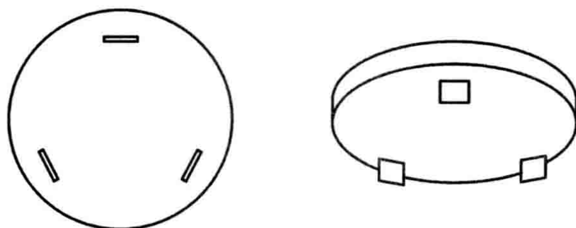


图 9　殷钢片支撑镜子

再一个例子是用弹簧片来使主镜中心定位。如图 10 所示，6 块相同的弹簧片对称分布，每块弹簧片两端固定于中心定位轴，而中心点通过殷钢垫块固定于主境内孔（胶合）。此结构不但可以使主镜获得可靠的定心，也避免了由于膨胀系数不同而引起的镜面变形。美国 KECK 望远镜的子镜内孔侧支撑的一个方案采用这种设计。

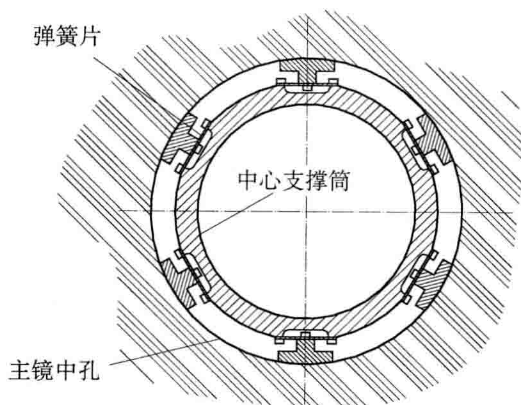


图 10　主镜中心定位

在以上应用实例中，镜子所获得的定位刚度K都可以用2式计算，式中，k取每一个弹簧片的“面内刚度”。

7.2 有限元建模中的一些问题

7.2.1 有限元法概述

结构力学中求解杆系变形的位移法实质上就是有限元法(尽管有限元法出现得较迟)，不过这是直接从结构力学的基本方法出发的，仅仅适用于杆系结构，不能解决连续弹性体的变形问题。只有建立在结构网格化、位移函数插值以及能量方法基础上的有限元法理论才对结构分析具有普遍的意义。

简单来讲，“有限元法”的基本内容是用计算机来解结构变形的位移方程。首先，根据各构件(单元)的材料参数(弹性模量、比重和泊松比等)、形状尺寸和连接关系求出其对总体刚度的贡献，并由此叠加为“总刚度矩阵”；其次，将结点自由度上所受的外力组装为“载荷向量”；最后，建立以位移为未知项、以总刚度矩阵为系数矩阵和以载荷向量为右端项的线性方程组，并进行求解。解得结点位移后再逐一计算各单元的内力或应力。动力学问题和结构优化问题也建立在此基础之上。

有限元法是在20世纪70年代随着计算机技术发展起来的。起初重点集中在理论和算法的研究，后来转入功能强大的通用软件的开发，最后终于成为广大结构工程师离不开的数值分析工具。在有限元法得到应用之前，以杆系结构为主要内容的“结构力学”还算比较有实用价值，但对于以连续物体为对象的弹性理论的实际应用只能停留在某些简单形状的结构上(如圆形和矩形薄板的变形、简单的平面应力问题等)。有限元法的应用不但使得具有复杂形状和边界条件的问题得以迎刃而解，而且可以使杆系问题和连续弹性体问题的解法得到统一。其最强大的生命力在于为各类结构分析问题的操作建立了统一的模式，这样就为通用计算机软件的开发创造了必要的条件。

对于望远镜结构设计，有限元法主要用于结构静力（重力、静载风力）变形、自振频率以及热变形的分析计算，也会涉及动力响应、温度场以及结构优化方面的分析计算。总之，一般来讲望远镜结构分析比较偏重于变形问题，因为结构变形会引起像质变坏和像的位移。但是对于超大型望远镜，强度问题还是应该充分重视的。

既然一般结构分析人员实际工作中都广泛地采用标准软件，似乎也就不必要再去了解结构力学和有限元法的基本原理了。但实际上这样会造成软件应用中常发生错误和不当。因此作者认为望远镜结构设计者除了有必要懂得有限元法的基本原理以外，特别要在建模上下功夫，包括单元类型选用、边界条件（约束和载荷）的处理以及计算精度的估计等。下面作一些这方面的讨论。

7.2.2　有限元分析须掌握的基本要素

1. 确定何类力学问题

确定是平面（二维）问题还是空间（三维）问题，是杆系问题还是连续弹性体问题，等等。

2. 选择单元类型

同一种力学问题可以选择不同的单元类型。总的来讲，位移模式越复杂的单元其精度越高，但计算时间可能越长；另外，网格划分的精细也可以弥补单元精度的不足，因此要权衡总的精度和总的解题时间两方面的问题。

单元类型的要素（特征）有如下几方面，使用者必须掌握，否则会用错：

① 单元结点数；

② 每个结点的自由度及数目；

③ 位移模式（用多项式表示的任意点的位移，是坐标的函数）；

④ 应力（或内力）分布情况（函数次数），等等。

3. 获取计算结果

获取结点位移（与自由度对应）以及单元内的应力（或内力，与力学问题对应），注意计算应力（内力）处于单元内何点。

下表列举 3 种单元所具有的基本要素，作为示例。

单元要素举例

单元名称	坐标系统	自由度 结点力 结点位移	位移模式	内力(应力) 项目	内力(应力) 计算点	单元坐标定义(人为规定)
空间21结点等参单元	总坐标系 单元参数坐标系	1. $\delta x, X$ 2. $\delta y, Y$ 3. $\delta z, Z$	$u=\sum_{i=1}^{21} N_i u_i, v=\sum_{i=1}^{21} N_i v_i$, $w=\sum_{i=1}^{21} N_i w_i$ $N_i=\frac{1}{8}(1+\xi\xi_i)(1+\eta\eta_i)(1+\zeta\zeta_i)\cdot(\xi\xi_i+\eta\eta_i+\zeta\zeta_i-2)$(角点) $N_i=\frac{1}{4}(1-\xi)(1+\eta\eta_i)(1+\zeta\zeta_i)$(边中点)	1. σ_x 2. σ_y 3. σ_z 4. τ_{xy} 5. τ_{yz} 6. τ_{zx}	单元结点	同总坐标系
薄板矩形单元	单元参数坐标系 总坐标系	1. $\delta z, Z$ 2. θ_x, M_x 3. θ_y, M_y	$w=\alpha_1+\alpha_2 x+\alpha_3 y+\alpha_4 x^2+\alpha_5 xy+\alpha_6 y^2+\cdots$ $\theta_x=-\frac{\partial w}{\partial y}, \theta_y=\frac{\partial w}{\partial x}$	1. M_x 2. M_y 3. M_{xy}	角点、中心点	原点取中心，x_0 轴取 i—j 方向
平面梁单元	单元坐标系 总坐标系	1. δ_x, X 2. $\delta y, Y$ 3. θ_z, M_z	$u=\alpha_1+\alpha_2 x$(1次) $v=\alpha_3+\alpha_4 x+\alpha_5 x^2+\alpha_6 x^3$(3次)	1. X 2. Y 3. M_z	两端结点	原点取中心，x_0 轴取 i—j 方向

7.2.3　刚体自由度和选择约束的关系

弹性体静力变形分析的边界条件不外乎是约束和表面外力(载荷)两种。正确处理边界条件不仅是有限元建模的关键，而且对于望远镜结构的正确设计，如主镜支撑结构设计等具有指导意义，为此须掌握下述要点：

(1) 刚体自由度数目等于使结构稳固的最少约束数目。结构分析时，如约束数目少于此数目，则结构平衡方程式无法求解。

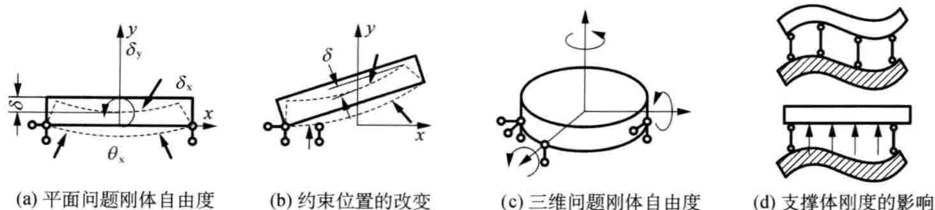
刚体自由度数目：平面问题为 3 个(x,y,θ_z)(图 11a)，三维问题为 6 个($x,y,z,\theta_x,\theta_y,\theta_z$)。

(2) 结构分析中，如支撑数目正好等于刚体自由度数目，此为“静定支撑系统”(支撑反力直接可通过刚体平衡方程式求得)；这时自然直接将约束置于实际支撑(自由度)上。

(3) 提供结构约束的物体称为支撑体。在支撑体的变形小到可以忽略不计的情况下，可以用增加支撑点数目的方法来减小结构变形。

(4) 反之，若支撑体的变形不可忽略，而且支撑点数目超过刚体自由度数目，则支撑体的变形将影响结构变形。为了使支撑体的变形不影响主体结构，应该采用“静定”(即约束自由度数目等于刚体自由度数目)约束，另外再用增加支撑力数目的方式来减小结构变形(图 11d)。

(5) 在静定约束条件下，如支撑力和外载荷(如重力)已经(或接近)构成平衡力系，则约束反力就等于(或接近)0。这时，结构变形的计算结果与约束点的选择无关。如图 11(a) 中的梁在 3 个外力作用下处于平衡状态，无论选择(a)或者(b)的约束方式都不会改变梁的变形(指形状相同，但结点位移可有变化)。



(a) 平面问题刚体自由度　(b) 约束位置的改变　(c) 三维问题刚体自由度　(d) 支撑体刚度的影响

图 11　刚体自由度和选择约束的关系

7.2.4 对称和反对称的利用

1. 对称和反对称的概念

对称问题:结构的两半部分本身(包括材料、几何形状和尺寸以及约束方式)和所受载荷都呈轴(面)对称。

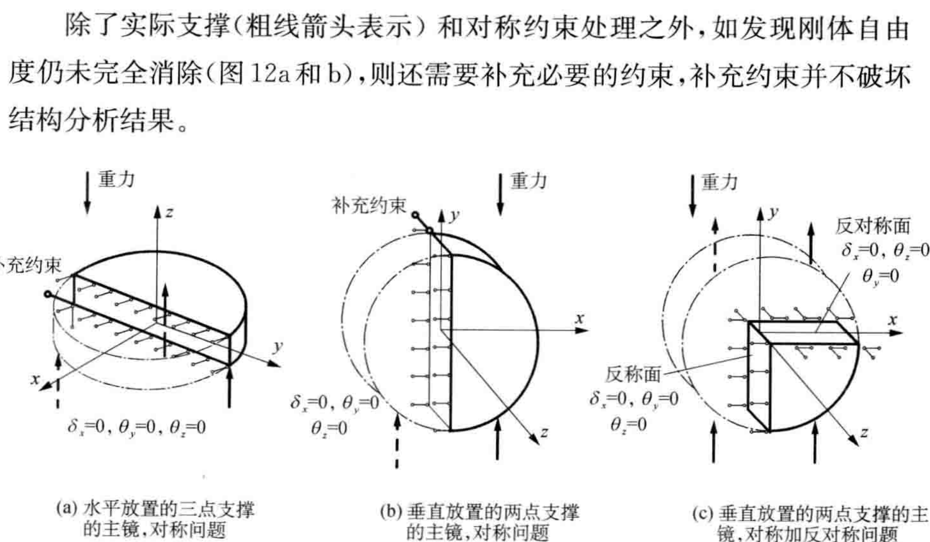
反对称问题:结构的两半部分本身呈轴(面)对称,但所受载荷呈反对称。

2. 对称和反对称在结构分析中的应用

利用对称和反对称,经对称面约束处理后,只需要对其中一半建模,可以节约时间和内存,加快计算速度。

现以图 12 所示的主镜重力变形分析模型为例加以说明。其中图(a) 和(b) 都是对称问题,图(c) 既有对称问题又有反对称问题。对称面和反对称面上的约束自由度已经标明。注意如单元模型的结点自由度不包括转角,则不处理转角约束。

除了实际支撑(粗线箭头表示) 和对称约束处理之外,如发现刚体自由度仍未完全消除(图 12a 和 b),则还需要补充必要的约束,补充约束并不破坏结构分析结果。



(a) 水平放置的三点支撑的主镜,对称问题

(b) 垂直放置的两点支撑的主镜,对称问题

(c) 垂直放置的两点支撑的主镜,对称加反对称问题

图 12 主镜重力变形分析

反对称问题的对称面上的转角自由度不如对称问题直观,可用图 13 所示的关系进行分析。

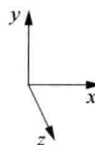
	荷载方向		θ_x	θ_y	θ_z	
上半部	实际载荷向下↓	假设变形				
下半部	如为对称问题,载荷也对称向上↑	变形应与上部对称				
下半部	实际载荷相反向下↓	因载荷反向,变形反向				

图 13　反对称面约束自由度的判断

上表中阴影面为对称平面。由图中分析看,θ_y 的结果与原来假设的相矛盾而必须为零,因此该自由度为反对称的约束自由度。

7.2.5　避免刚度矩阵的主对角线元素为零的问题

刚度矩阵的主对角线元素为零将使结构平衡方程组无解。此问题的实质在于,在结构的某一结点上,有一个或几个自由度方向上没有刚度,这可能由下述情况引起:

(1) 由于疏忽等原因,确实其上刚度为零(图 14a)。

(2) 由于使用不同的单元类型,并且两种单元的结点自由度数目不等,造成某自由度刚度缺损(图 14b)。

(3) 用平面单元(平面应力和薄板的混合单元)在三维空间构成空间结构,并且在某结点的某一自由度方向上缺少构件(图 14c 和 d)。

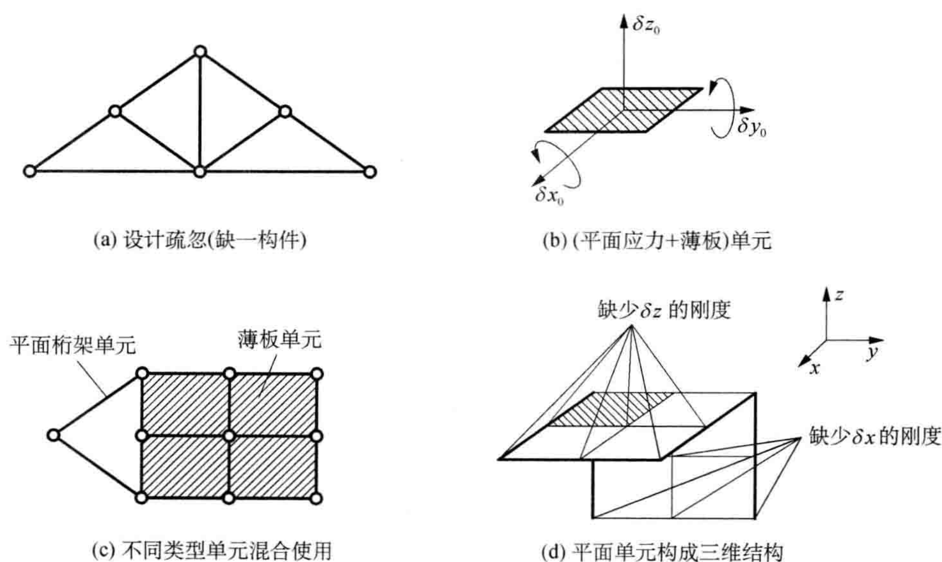


图 14　刚度矩阵主对角线元素出现 0 的几种可能

7.2.6　特殊单元的运用

1. 解决斜约束问题

有限元分析一般用直角坐标系，因此设置的约束一般沿坐标方向。但如结构中遇到非坐标方向的约束（称为"斜约束"），可用杆件（桁架单元）或薄板单元解决（图 15），这是利用其横向刚度很小以及微小转动引起的纵向位移为小量的原理。

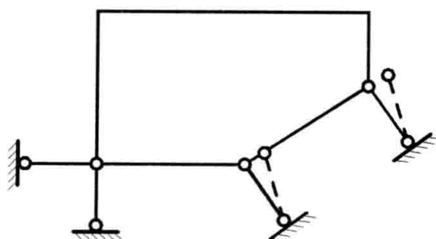


图 15　用特殊单元处理斜约束

2. 零刚度或零载荷单元

零刚度或零载荷单元作用是：

（1）可以使建模简单些。

（2）修改设计时避免重新建模。

如图 16 所示，实际模型是有阴影线的部分，建模时也包括了其他部分，但将其密度和弹性模量设置为很小的值。注意弹性模量不宜为零，否则可能引起刚度阵的主对角线元素为零。

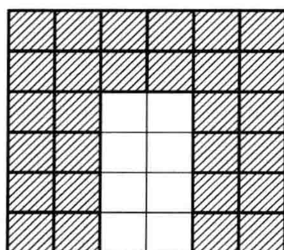


图 16　零刚度或零载荷单元的运用

7.3　结构变形与望远镜成像的关系

7.3.1　结构变形对望远镜成像的影响

结构变形对望远镜成像的影响可归结为两方面：

1. 成像质量的变坏

这与下面两个因素有关：

1）光学元件（如主镜）面形的变坏。

2）光学元件之间相对位置的变化。

一般来说，这种评价应该与光学设计（人员）结合起来进行：先做结构分析求得变形结果，再对变形后的结构进行光学计算分析和评价；或者先由光学分析求得变形容差，然后再进行结构分析和结构修改设计，使之符合容差要求。作为简便的办法，也可以根据人为规定的“完善成像”准则来规定主镜或副镜的面形变形容差，详见第 3 章有关内容。

2. 像的位置(相对于接收器,如 CCD) 的变化

像的位置变化会产生以下两个方面的影响：

1) 使望远镜记录的星像模糊

因为望远镜对一个目标的观测总是需要一定的时间积累的,特别是对暗目标需要的时间较长。当望远镜的跟踪系统按目标的理论位置和速度进行跟踪时,结构静力变形的变化或结构振动使得星像发生移动或抖动,从而使得记录下来的像变得模糊。新技术望远镜都有较好的自动导星系统(可以克服变化较缓慢的重力变形和热变形的影响),甚至采用快速摆镜加以补偿(可以部分克服风载荷扰动的影响),但是其校正频率终归是有限的;因此对于新技术望远镜,结构设计应特别注意改善高频性能。望远镜跟踪系统不能校正的误差称为“跟踪误差”,因此结构变形在这方面的影响就是可能增大跟踪误差。

2) 使望远镜光轴发生改变

望远镜的“光轴”有两方面的意义:一是指光学系统的共同的轴线,在光学装校时应该将主、副镜等光学元件调整共轴;二是指接收器(如 CCD) 的中心点所表示的方向。一般说这两者应该是一致的。但对使用者来说,后者更为直观。所谓望远镜“找星”就是将光轴对准目标(上的某一点)。

望远镜是根据码盘所指示的轴系位置来使其光轴对准目标的,光轴和目标的角度差别称为“指向误差”。结构变形是造成指向误差的因素之一(另外还有轴系机械误差和码盘误差等)。此外,对测量定位用的望远镜,结构变形也会造成测量误差。

7.3.2 结构变形引起光轴方向变化的归算

在进行结构变形分析后还须进而分析它对望远镜成像的影响,否则结构变形分析毫无意义。上面已讲,结构变形对像质的影响牵涉到光学设计;下面仅讨论结构变形对光轴方向的影响。

在进行结构变形的归算时要注意以下几点：

(1) 如果望远镜结构分析是分段进行的,如对轴系(机架)、传动、镜筒、主镜室以及副镜支撑系统的结构变形是分别计算的,则应作综合归算,以求

出光轴方向的变化。

(2) 在归算时往往要将某些零部件或某一机械接口(如主镜、副镜、镜筒上的一个法兰等)视为“刚体”,但结构变形结果却是不规则的形状,因此必要时可加以拟合处理。

(3) 望远镜结构的变形一般与其姿态有关,因此可以对若干个“工况”,特别是对“最不利”的姿态进行分析,以便作出全面的评价。

结构变形对望远镜光轴方向的影响可以分解为使主镜发生转动的结构变形以及使其他光学元件发生相对于主镜位移的结构变形等部分。以卡氏光学系统(图 17) 为例,设结构变形使主镜的发生转角 $\theta_{主}$(图 18),副镜对主镜相对位移使光轴转动角度 $\theta_{副-主}$,这两部分合起来就是望远镜光轴的转角 θ,即

$$\theta = \theta_{主} + \theta_{副-主}$$

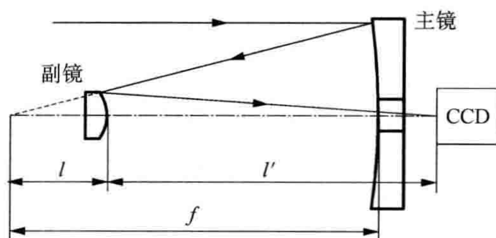


图 17　卡塞格林系统

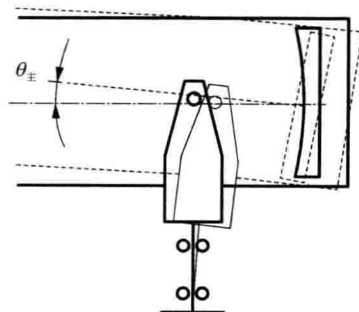


图 18　结构变形引起的主镜转角

一般来说,主镜转角可由结构变形直接或稍作处理后得到。

副镜对主镜的相对位移的影响可作如下分析。假设 CCD 和主镜之间没有相对位移,主镜焦距为 f,副镜顶点到主焦点和卡氏焦点的距离分别为 l 和 l',并且已确定镜筒“最不利”姿态和变形方向。在此方向上,副镜相对于主镜的位移为(图 19)

平移:Δ(按坐标方向确定正负);

转角:α(反时针方向为正)。

以上两个因素都会引起卡焦星像的横向移动,设移动量分别为 d_1 和 d_2。

因此总的移动量为

$$d = d_1 + d_2 = \left(\frac{l'}{l} + 1\right)\Delta + 2l'\alpha$$

上述移动量造成的望远镜光轴的角度误差为

$$\theta_{副-主} = \frac{d}{f}$$

式中 f 为卡焦焦距。如 CCD 和主镜之间还有相对位移，则还要对这部分结构变形加以处理。

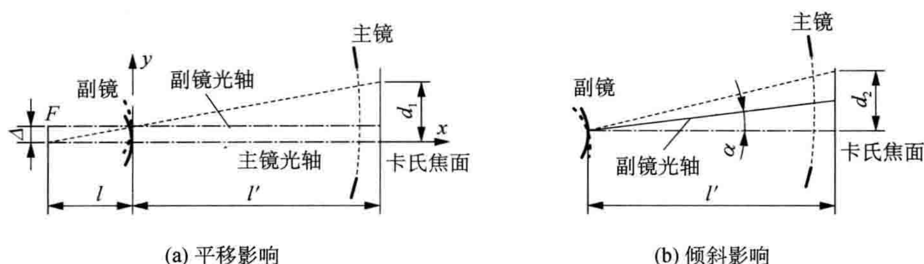


图 19　副镜相对于主镜的位移对成像位置的影响

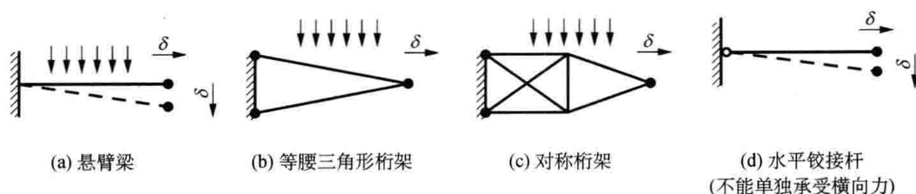
7.4　桁架式镜筒的结构力学问题

7.4.1　平移桁架原理

大型恒星望远镜普遍采用塞勒里尔桁架作为镜筒。塞勒里尔桁架是一种平移桁架，在重力方向变化的条件下，它可以使主镜和副镜位移始终处于平移和等弯沉状态，从而保持相对位置，也就保证了光学系统的同轴度。

1. 反对称力学模型

对称构件受横向(垂直于对称轴的) 载荷作用，即构成反对称力学模型。在小变形条件下，其对称轴上各点的纵向位移为 0。典型的对称结构如图 20 所示。



(a) 悬臂梁 (b) 等腰三角形桁架 (c) 对称桁架 (d) 水平铰接杆(不能单独承受横向力)

图 20 对称结构

2. 平移桁架

将若干相同长度的反对称结构并列起来(平面问题至少 2 个,空间问题至少 3 个),并将其自由端用刚度较好的构件连接起来(假设为铰接),这样,在横向力作用下端部构件的纵向位移也为零,这就是平移桁架的原理。

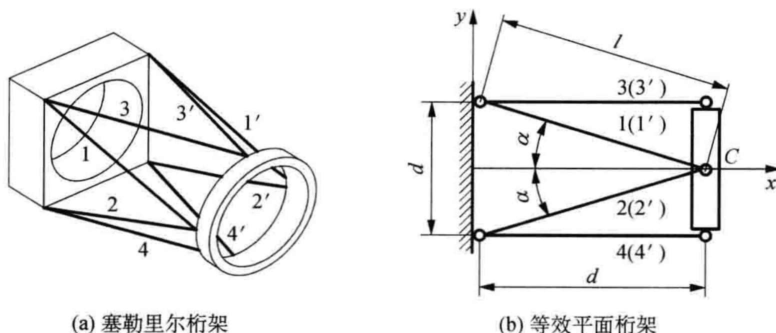
7.4.2 塞勒里尔(Serrurier) 桁架

1. 简介

塞勒里尔桁架于 1938 年提出,首先用于美国海耳 5 m 望远镜。

桁架由分别支撑主镜部件和支撑副镜部件的两部分组成,它们通过中间块相连接。通常由于主镜部件较重,在考虑纬轴平衡之后它离开中间块较近,因此其桁架较之于支撑副镜部件的桁架为短。塞勒里尔桁架有一个基本形式,随着望远镜技术的发展,支撑副镜部件的桁架也有了一些改进设计。下面着重分析支撑副镜部件的桁架。

如图 21 所示,塞勒里尔桁架由 4 个相同的等腰三角形子桁架构成,它们两两平行,为正交对称结构。按照对称结构刚度各向同性的原理,只要分析



(a) 塞勒里尔桁架 (b) 等效平面桁架

图 21 塞勒里尔桁架及等效平面桁架

其中一个特征方向就可以了。

2. 塞勒里尔桁架(铰接模型)的变形

实际的塞勒里尔桁架可能是"刚接"(焊接或螺钉连接)结构,其变形分析解较为复杂,参见文献[17];但只要杆件的长径比大于10,则可用铰接模型来近似。当然,有的设计确实采用铰接结构。塞勒里尔桁架铰接模型的变形分析比较简单,实用意义又较大,下面就此加以讨论。该模型可等效为一个平面桁架(图22),其左边是固定的,右边有三个结点。假设副镜圈刚度较大而忽略其变形,则右边上、下结点的位移将不是独立的,可由副镜圈的刚体位移导出,因此该模型只剩下3个独立自由度,即结点C的x、y方向的位移和副镜圈的转角。按有限元载荷移置原理,结点C上总的质量等于副镜部件的质量m_1和所有杆件质量总和($8m_2$)的一半,即其有效质量为

$$m = m_1 + 4m_2$$

其次根据塞勒里尔桁架的对称结构特点,当载荷沿x方向时,4个三角形同时受拉或受压;当塞勒里尔桁架受扭转时,4个三角形同时受剪;当载荷沿$-y$方向时,三角形1-2和1′-2′受剪,其他两个三角形不受力(图21b)。应该指出,按照"对称结构刚度合成"的原理,横向变形具有各向同性的规律,因此上述第三种情况的结果也适用于载荷处于垂直于x轴的任意方向的情况。在此基础上用平面静定杆系的分析方法(公式1),易于求得以下变形公式:

1)重力沿x方向时的变形(图22)

$$\delta_x = \frac{9.8md}{8EA\cos^3\alpha} \tag{3}$$

式中,E为杆子材料的拉伸弹性模量,d为桁架长度,A为杆子截面积,α为三角形的半顶角,m为有效质量,等于副镜部件的质量加上杆子总质量之半,以上符号下文沿用,不再重复说明。此公式同样适用于求重力沿$-x$方向时的变形。

2)重力沿y方向(图23)

$$\delta_y = \frac{9.8md}{4EA\sin^2\alpha\cos\alpha} \tag{4}$$

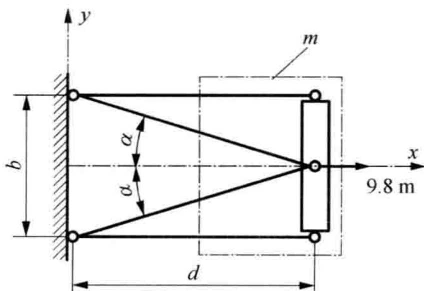


图 22　重力沿 x 方向的变形

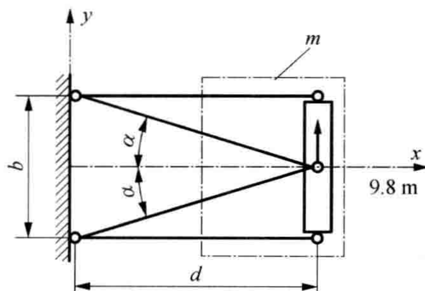


图 23　重力沿 y 方向的变形

3. 塞勒里尔桁架的自振频率

单自由度力学模型的自振频率为

$$f_{位移} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K}{m}}$$

和

$$f_{转动} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K_\theta}{J}}$$

式中 m 为质量，K 为刚度；J 为转动惯量，K_θ 为转动刚度。对于塞勒里尔桁架，K 和 K_θ 可以直接由变形公式(3 式和 4 式) 导出。由此得到塞勒里尔桁架自振频率公式于下。

1) 纵向(x 方向) 自振频率

$$f_x = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{2EA\cos^3\alpha}{dm}} \tag{5}$$

2) 横向(y 方向) 自振频率

$$f_y = \frac{\sin\alpha}{\pi}\sqrt{\frac{EA\cos\alpha}{dm}} \tag{6}$$

3) 绕副镜圈直径转动自振频率

$$f_{\theta z} = \frac{\sin\alpha}{\pi}\sqrt{\frac{EAd\cos\alpha}{J_1}} \tag{7}$$

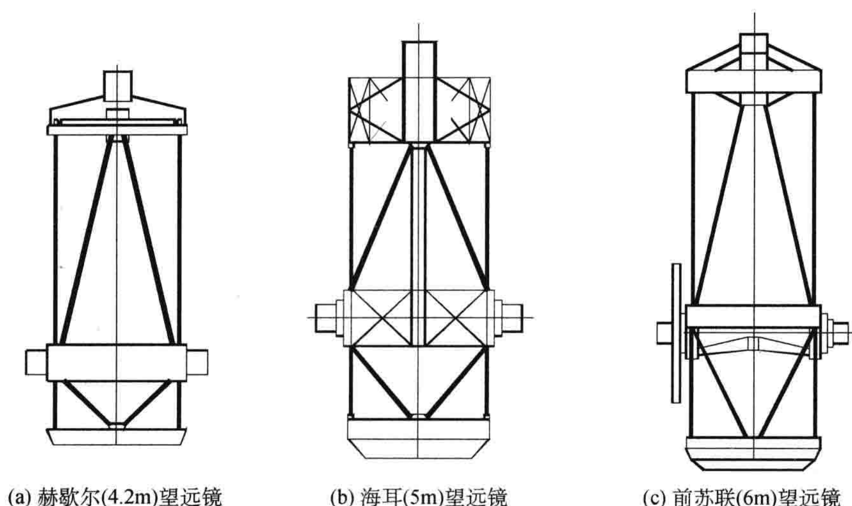
4) 副镜(绕光轴) 扭振频率

$$f_{\theta x} = \frac{\sin^2\alpha}{\pi}\sqrt{\frac{2EAd}{J_2\cos\alpha}} \tag{8}$$

以上式子中，J_1 和 J_2 为副镜部件对相应轴线的转动惯量。

7.4.3 典型望远镜的塞勒里尔桁架镜筒

典型望远镜的塞勒里尔桁架镜筒列举于图 24，它们分别属于美国海耳望远镜（口径 5 m，加利福尼亚州帕洛马山，1948 年建成），英国赫歇尔望远镜（口径 4.2 m，西班牙拉帕尔玛岛，1987 年建成），和前苏联 6 m 望远镜（口径 6 m，高加索泽连丘克斯卡亚，1974 年建成）。



(a) 赫歇尔(4.2m)望远镜　(b) 海耳(5m)望远镜　(c) 前苏联(6m)望远镜

图 24　典型望远镜的塞勒里尔桁架(简图)

7.4.4 有关塞勒里尔桁架设计的几个问题

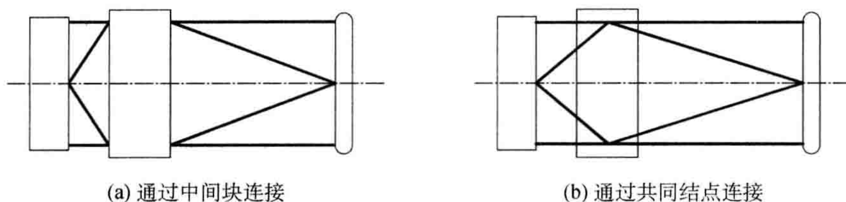
1. 主、副镜桁架的连接

1）通过中间块连接（图 25a）

此种设计的优点是工艺比较简单，缺点是难以达到完全平移；并且中间块要参与结构分析，因为它不是杆件，这就增加了工作量。

2）通过共同结点连接（图 25b）

优缺点与上一种相反。



(a) 通过中间块连接　　(b) 通过共同结点连接

图 25　主、副镜桁架的连接方式

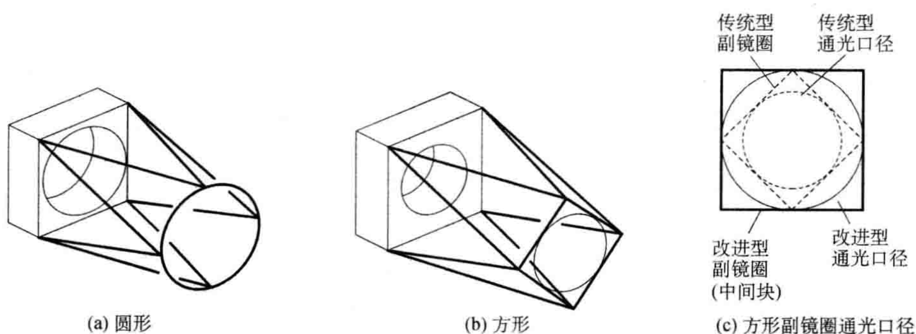
2. 副镜圈的形状

1）圆形(图 26a)

因其形状接近望远镜口径，故尺寸较小；但由于是曲梁构件，为保证有足够的弯曲刚度，横截面较大，结构较重。

2）方形

图 26(b) 所示为具有方形副镜圈的桁架设计，其优点是全部为拉压杆构件，受力条件较好，杆系重量轻；缺点是对相同尺寸的中间块，通光孔径较小，见图 26(c) 的比较。



(a) 圆形　　(b) 方形　　(c) 方形副镜圈通光口径

图 26　副镜圈的形状

3. 解决主镜桁架刚度太大的方法

因为一般情况，主镜部件比副镜部件要重得多，所以在满足赤纬(或高度) 轴平衡的条件下，主镜桁架比较短。在此情况下为了达到主副镜等弯沉的目的，主镜桁架的杆件的截面积往往会设计得太小，这样又会影响到桁架的强度或稳定。为了兼顾这两个方面，一种设计是用平行梁代替桁架，如图 27(b) 所示。

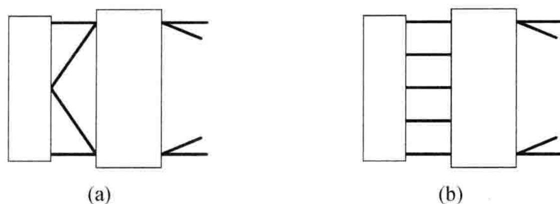


图 27　用平行梁代替主镜桁架

4. 非四边形塞勒里尔桁架

在第五章中,已证明了对称结构刚度各向同性的规律。显然塞勒里尔桁架属于这种情况(正交子结构),刚度各向同性;不但如此,塞勒里尔桁架也可以制成任意正多边形的,如图 28 所示是正六边形桁架。

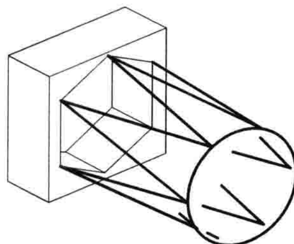


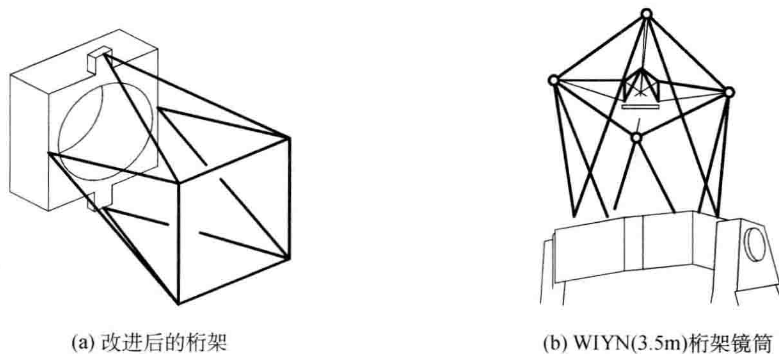
图 28　六边形桁架

7.4.5　方形副镜圈桁架的改进设计

对于前文所述方形副镜圈桁架的改进办法是采用图 29(a) 的设计。此种结构只能用于地平式望远镜。在此条件下,对于桁架横向截面而言重力的方向是不变的。这种桁架的典型例子是美国 WIYN(3.5 m) 望远镜的桁架镜筒(图 29b)。如图镜筒连同副镜叶片架被设计为一杆系结构整体,从而使镜筒重量进一步减小。

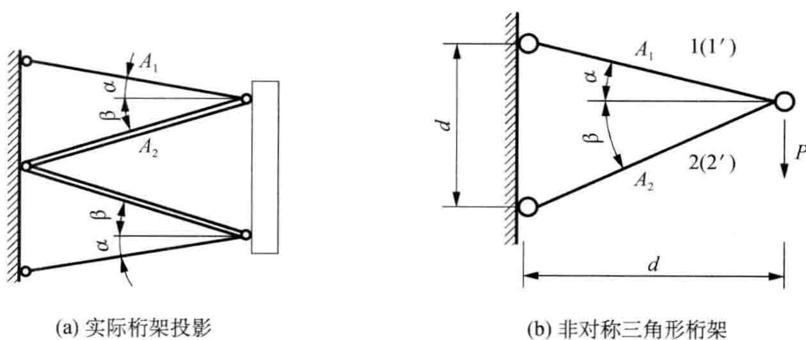
此桁架的侧面投影见图 30(a)。相当于由两个非对称三角形组成的平面桁架。对于受横向载荷作用的平面非对称三角形桁架,可以证明,如两杆截面积符合下述条件时,纵向位移也等于 0(图 30b):

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\sin\beta\cos^2\beta}{\sin\alpha\cos^2\alpha} \tag{9}$$



(a) 改进后的桁架　　(b) WIYN(3.5m)桁架镜筒

图 29　方形副镜圈桁架的改进设计



(a) 实际桁架投影　　(b) 非对称三角形桁架

图 30　等效平面桁架

对于改进的方形副镜圈桁架，满足平移条件的杆截面关系为

$$\frac{A_1^0}{A_2^0}=\frac{\sin\beta\cos^2\beta}{\cos^3\varphi\sin\alpha\cos^2\alpha}\tag{10}$$

用长度表示的关系式为

$$\frac{A_1^0}{A_2^0}=\frac{b}{2h}\left(\frac{4d^2+4h^2+b^2}{b^2+4d^2}\right)^{3/2}\tag{11}$$

式中 A_1^0、A_2^0 表示一根杆件的截面积，其余参数的意义见图 31。

此种桁架的缺点是由于杆件倾斜角度较小而致使轴力较大。为了保持较小的变形，杆件截面积就要比较大。

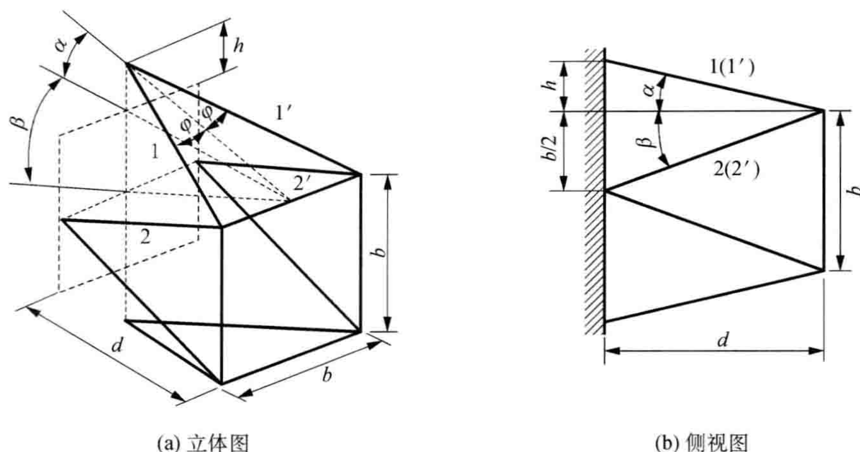


图 31　改进型桁架结构

7.4.6　多层桁架镜筒

1. 单层桁架在大型望远镜应用上的局限性

塞勒里尔桁架在 6 m 以下望远镜上得到了大量的应用，随着望远镜的进一步大型化，其局限性就越来越明显：

(1) 由于单根杆件长度的加长，受压稳定性问题越来越突出；为了保持稳定，截面尺寸就越来越大，于是重量大为增加。

(2) 同样原因，桁架的自振频率越来越低，使其动力学性能变差。

(3) 与主(副) 镜部件的连接点只有 4 点，太少，使得主(副) 镜部件沿圆周方向的刚度很不均匀(如不考虑多边形桁架的应用)。

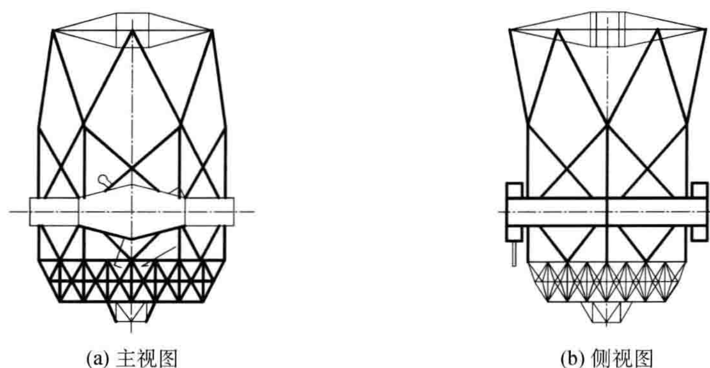
2. 典型大型望远镜所采用的多层桁架

以美国 KECK(10 m) 望远镜的桁架镜筒为例(图 32) 加以说明。其特点是：

(1) 镜筒和主、副镜支撑结构均采用桁架(设计时进行整体结构优化)，大大减轻了整个镜筒的重量。

(2) 主、副镜部件以及中间块与桁架连接的结点数是根据实际需要而定的：桁架两端的结点数不一定相等；桁架设计的任务就是将两部分结点用杆件有效地连接起来。

(3) 都不是单层设计。由于采用了多层，杆件间的夹角不至于过小。



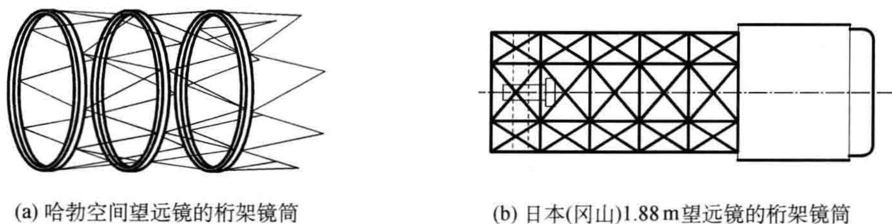
(a) 主视图　　(b) 侧视图

图 32　KECK(10 m) 望远镜桁架镜筒(简图)

3. 规律多层桁架镜筒

1）应用实例

规律多层桁架两端结点的安排一般不考虑主(副) 镜部件的需要，而是人为地确定某一种规律。如图 33(a) 所示为哈勃空间望远镜的桁架镜筒，图 33b 为日本 1. 88 m 望远镜的桁架镜筒。



(a) 哈勃空间望远镜的桁架镜筒　　(b) 日本(冈山)1.88 m望远镜的桁架镜筒

图 33　规律多层桁架镜筒

2）参数优化原理

多层桁架镜筒的优化设计最重要的是决定桁架层数，而当外部几何参数(直径和长度) 确定之后，桁架层数、每层斜杆数以及斜杆倾斜角度三者之间不是独立的，因此也可以说桁架优化设计主要是确定斜杆的角度。规律多层桁架镜筒的横向受力变形由弯曲变形和剪切变形两部分合成(图 34)。

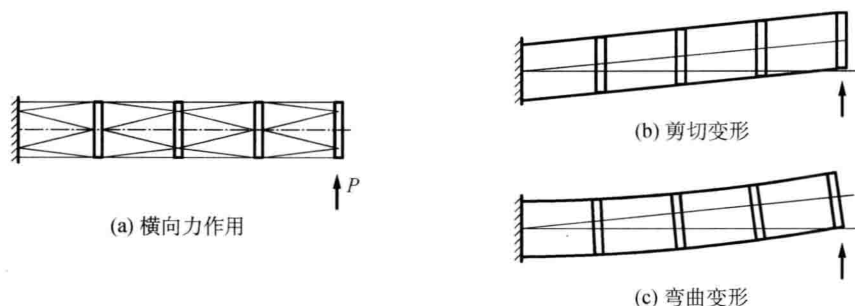


图 34　多层镜筒桁架受横向载荷变形

在通光口径和总长度确定的条件下，规律桁架镜筒的结构要素主要是分层数，或者斜杆倾角 α 的大小。这一点可以图 35(a) 所示结构加以说明。图中为桁架的第一层结构，其右端受到前部结构的剪力 P 和弯矩 M(图 35c) 的作用。由图 35(b) 可见，剪力 P 主要由三角形 1、2 承受(横向变形)，斜杆倾角越大变形越小；而由图(c) 可见，弯矩 M 主要由三角形 3、4 承受(纵向变形)，斜杆倾角越大则变形越大。因此在提高横架刚度上两者是相矛盾的。这就产生了对斜杆倾角(或桁架分层数) 的优化问题。比较简单的优化方法是建立多个模型，用尝试法(反复筛选) 来确定优化结构参数。

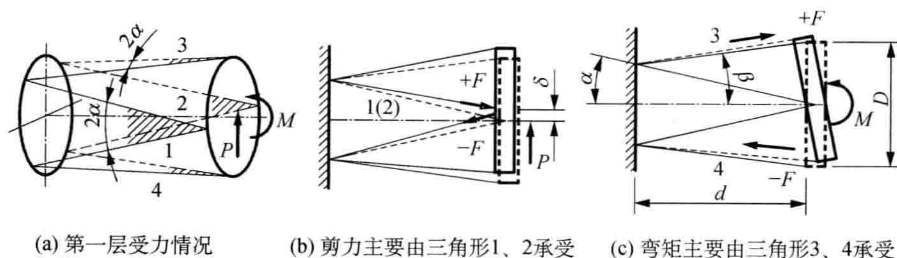


图 35　斜杆倾角对剪切变形和弯曲变形的影响

有的文献提出规律桁架镜筒的层数 n 可由以下公式决定：

$$\sqrt{n(n-1)} < \frac{S}{D} < \sqrt{n(n+1)} \tag{12}$$

7.5　主镜支承

7.5.1　主镜面形允差

主镜面形允差应由光学系统设计确定，也可依据如下两个准则：

(1) 根据瑞利$\lambda/4$准则，波面峰－峰值误差$<\lambda/4$，反射镜面峰－峰值误差$<\lambda/8$。

(2) 根据Maréchal准则，斯特尔比>0.8，相应波面均方根误差$<\lambda/14$，镜面均方根误差$<\lambda/28$。

下表列出一般主镜的面形允差，但此指标不是绝对的。由于反射原因，主镜表面误差为波面误差的两倍。

	最大误差		均方根误差	
光学系统要求	一般	高精度	一般	高精度
波面误差	$\lambda/4$	$\lambda/8$	$\lambda/16$	$\lambda/30$
面形误差	$\lambda/8$	$\lambda/16$	$\lambda/30$	$\lambda/50$

7.5.2　面形质量评价函数

作为镜面支撑优化设计目标的面形评价函数一般用表面点位移的均方根误差表示，第3章中已经阐明了它与斯特尔比的关系。

严格地讲，应该用镜面变形引起的各表面点处光程差来衡量其对光路的影响；但由于一般镜面的曲率半径较大，我们可以用表面点的轴向误差(光程差近似等于它的两倍)来近似代替。它们可通过结构分析得到。假设选来进行误差统计的表面点有m个，相应各点的轴向位移为δ_1、δ_2、…、δ_m。表面点可以直接用有限元模型的有关结点或其中之一部分，也可以通过某种插值来进行加密。镜面误差一般用表面点相对于轴向位移的算术平均值的偏差来表示：

$$\delta'_i = \delta_i - (\sum_{i=1}^{m} \delta_i)/m \tag{13}$$

7.5.3 主镜支承设计的一些原理问题

1. 关于重力方向变化的问题

理论上讲，当主镜处于一个方向（如水平放置）时，镜面重力变形总可以通过光学加工的方法加以消除（因此，对于精度要求高的望远镜，应使得加工用的支承与望远镜上使用的支承一致），但是在望远镜指向改变以后镜面变形也会改变。因此，在设计时至少须对两个工作位置（状态）进行变形分析或优化。根据镜子的几何特征，这两个方向一般选择水平放置状态和垂直放置状态。

也正是根据主镜的几何特征，一般主镜支承包括两个系列："底支承"，可单独用于水平放置工位；"侧支承"，可单独用于垂直放置工位。当主镜在其他工位时，这两个系统处于同时工作状态。

根据线性弹性变形原理，在力学分析模型（结构和约束）保持不变的条件下，作为"准平面问题"（图 36 中沿 x 方向载荷分量为零），在 yz 平面内，如已知主镜垂直放置时的结构变形为$\{\Delta\}_y$（图 36a），主镜水平放置时的结构变形为$\{\Delta\}_z$（图 36b），则就可以求出主镜倾斜放置时的结构变形$\{\Delta\}_\alpha$（图 36c，α 表示重力方向与 z 轴之间的夹角）：

$$\{\Delta\}_\alpha = \{\Delta\}_y \sin\alpha + \{\Delta\}_z \cos\alpha \tag{14}$$

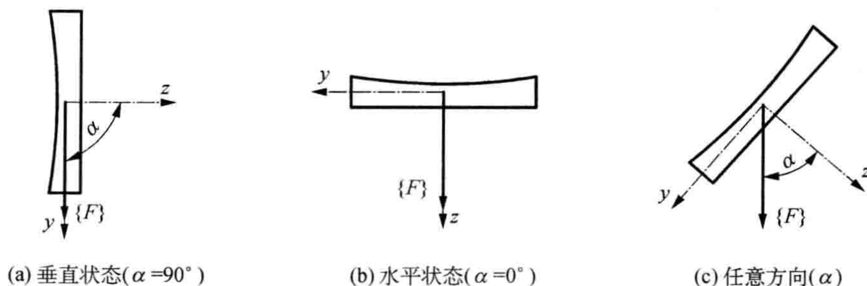


图 36　重力方向对镜子变形的影响

2. 关于约束和载荷的问题

主镜支承对于结构力学模型究竟应该处理为约束或者载荷（加力）的问题，初学者有时会搞错。

任意结构至少具有 6 个独立的约束以消除其刚体自由度。否则它是刚体位置不确定的结构,其平衡方程式的解是不确定的。

在 6 个刚体自由度中,由于对称原因,主镜绕其轴线旋转的自由度往往没有支承(但应该有约束),因此一般条件下最少支承数目等于 5。

主镜支承总数小于 5 时,结构是"刚体不确定"的。

主镜支承总数等于 5 时,可直接处理为约束,另加一个对绕轴线旋转的自由度的约束,仍为 6 个约束(图 37)。这种情况,镜子本身处于静定状态(注意和下面将要讲的"静定支承"所指对象是不同的)。但应指出,图中的侧支承约束是"斜约束",即约束方向与坐标方向有一个夹角,程序计算时要作专门处理,如 7.2.6 中所讲的方法。如不好处理,可以干脆如下文所讲那样,将支承全部处理为载荷,再另外设置刚体约束。

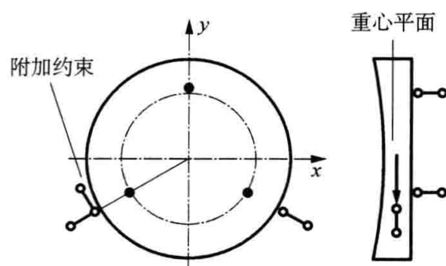


图 37　静定支承系统
(与刚体自由度数目相等)

支承总数大于 5 时,对主镜而言成为"超静定"问题,正是由于造成超静定的多余支承,使得镜面变形大为减小。多出部分支承一般应处理为载荷。

也可将主镜支承全部处理为载荷,而另外人为设置用于消除刚体自由度的约束(图 38)。值得指出的是,在全部载荷(包括重力)已构成平衡力系的条件下,刚体约束所选择的部位(或模型之结点)可以是任意的,其不同结果只是整个主镜的刚体位置有微小的差异,对于镜面变形则影响不大。

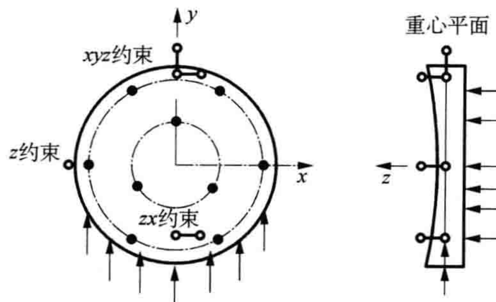


图 38　9 点浮动支承(人为设置约束消除刚体自由度)

3. 支承分布

过去有人在设计主镜支撑时采用这样的方法：将主镜按某种规则划分为“重量”相等的若干部分，然后在每一部分的“重心”上设置一个支撑点。但我们知道，主镜作为一个完整的弹性体，它在受力变形时各部分之间是存在相互作用的内力的，上述做法不考虑内力作用，因此是不正确的。现在“有限元结构分析”已得到广泛应用，可以通过结构分析或优化找到支承的合理位置。

一般而言支承分布越多，越均匀(注意不是绝对意义上的均匀，优化分析可知，绝对均匀往往不是最优解)则镜面变形越小；但从结构安排以及制造成本来讲又希望支承越少越好，因此这里有一个最优化设计的问题。

对于侧支承设计，将支承沿着边缘安排对结构设计比较简单，中小型望远镜多用此种设计。但由于受力不均匀，相对来讲镜面变形较大。

对较大的主镜，侧支承多呈平面分布的，处理方法是在主镜背面加工一系列的孔，将侧支承置于孔内。

对地平式望远镜，由于重力方向不会绕主镜轴线旋转，因此其侧支承力可以方向相同，见图39的后3种。在4种形式中就主镜受力条件好坏比较，同一方向受力比径向受力好；上拉下推的受力比仅有下推的好，平面分布的比仅有圆周支承的好。但对赤道式望远镜，其侧支承力的方向在镜面内是要改变的，应采用各向等刚度的支承结构。

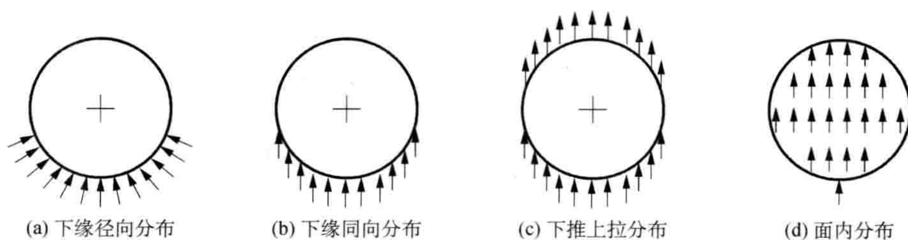


图 39　地平式望远镜主镜侧支承分布

侧支承设计的另一原则是侧支承应作用于主镜的重心平面内，或者侧支承的合力位于主镜的重心平面内(对于两面同样弯曲的薄镜面往往采用此法)，否则会由于不平衡而增加额外的底支承作用力。

相比于底支承，侧支承的设计要更难一些，因为前者易于通过增加支承点数的方法来减小重力变形；而这对后者就要困难一些。一个有趣的情况是：重心平面为对称平面的结构（平面镜自然属于这一情况，不在讨论范围），因垂直放置时成为“对称问题”，不存在弯曲变形，面形将大为改善。但在重量和底支承等因素上考虑，这种结构不一定合理。

4. 支承位置的优化和支承力的优化

支承位置和支承力都可以作为设计变量而进行优化。但应考虑如下因素：

支承单元结构统一性有利于降低施工难度和制造成本。

支承单元之间应留有足够的活动和装配操作空间（要避免拥挤）。

5. 底支承和侧支承互相独立

底支承和侧支承的作用应彼此独立，避免相互干扰。特别是，当主镜相对于主镜室有微小位移时（这种情况可以在仪器装调阶段、重力方向变化以及结构温变膨胀之后产生），支承力的大小或方向不变。其中一个最突出的问题是要减小由支承力引起的摩擦力。如果设计得不好会带来额外的镜面变形。解决的常用方法主要有：

（1）用滚动轴承或聚四氟乙烯等摩擦力小的材料过渡；

（2）用弹簧片过渡，这是利用弹簧片垂直方向刚度小和长度按余弦变化是小量的原理。

6. 防止主镜产生热应力和热变形

这一问题对侧支承（或侧定位）特别重要。常用方法有：

（1）用低膨胀材料（如殷钢）作主镜中心定位环。

（2）用弹簧片过渡，利用弹簧片垂直方向刚度小和长度方向刚度大的原理（图 10）。

7. 夹（压）紧力问题

选择对主镜的夹（压）紧力的作用部位，宁可使主镜受到挤压，也要避免使其发生弯曲。因为往往弯曲所造成的变形比较大。

7.5.4 传统圆柱盘主镜的支承

1. 由圆板理论估算主镜变形

弹性薄板理论仅适用于直径(或底支承间距)比厚度大得多的实心镜子的变形分析。边界简支圆板受均布载荷作用的最大挠度发生在中心(见附录),为

$$w = \frac{12(1-\nu^2)}{\pi} \frac{Pa^2}{Et^3}\overline{w} \tag{15}$$

式中,P 为载荷总量,即反射镜重量,$P=\rho\pi a^2 t$,a 为主镜半径,t 为主镜厚度,ρ 为比重,ν 为泊松比,玻璃可近似取 0.25,E 为弹性模量,$\overline{w}$ 为圆板的"归化变形",仅与受力和约束状态有关,而与尺寸无关,见附录给出的公式。将有关变量代入后,得

$$w = 0.703\,\frac{\rho}{E}\,\frac{D^4}{t^2}\overline{w} \tag{15'}$$

从上式可见,镜子的重力变形与直径 D 的 4 次方成正比而和厚度 t 的 2 次方成反比。如限制镜面变形相当,则镜子直径增大到 2 倍,其厚度应增大到 4 倍。这就是说镜子直径与厚度之比(简称径厚比)应与其直径成反比。下面在保证光学质量的条件下给出 4 种简单支承情况的径厚比限制。

按瑞利 $\lambda/4$ 准则确定主镜面形允差,取 $\lambda=0.000\,055$ cm,$\rho=0.25$,由 15′ 式得:

$$w = 0.703\,\frac{\rho}{E}\,\frac{D^4}{t^2}\overline{w} \leqslant \lambda/8 = (0.000\,055/8)\,\text{cm}$$

或

$$D\left(\frac{D}{t}\right) \leqslant 0.003\,1\sqrt{\frac{E}{\rho\overline{w}}} \tag{16}$$

对常用镜面材料 $\frac{E}{\rho} \approx 3\times 10^8$ cm,由(16)式可求得不同直径镜子的径厚比(D/t)限制如下:

支承方式	支承位置 β	归化变形 $\overline{w}_{max}$	镜子直径 D(cm)									
			10	20	30	40	50	80	100	120	150	200
边缘 3 点支承	1	0.113	16	8	5.3							
边缘连续支承	1	0.066	20	10	7	5						
最佳 3 点支承	0.67	0.030	31	15.5	10.3	7.8	6.2					
最佳连续支承	0.67	0.002	120	60	40	30	24	15	12	10	8	6

注：支承半径 $b=\beta a$。

2. 传统主镜支承结构

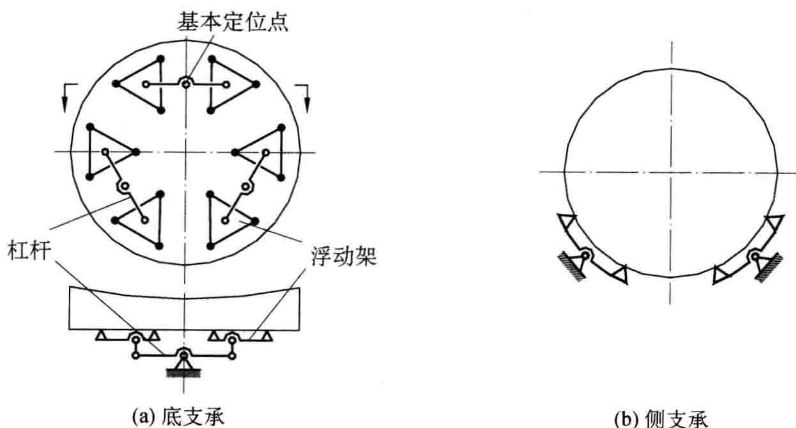
1) 机械浮动支承

机械浮动支承由一系列浮动板或杠杆构成。它们中的每一个可将一个支承点转化为 3 个或 2 个。机械浮动支承的特点如下：

(1) 各浮动支承板的受力状态是静定的，因此支承力的比例关系完全取决于几何尺寸，是不能随意调整的(但会随重力方向的变化而自然地变化)；

(2) 定位与支承力合二为一，这样会在一定程度上降低定位的可靠性，因此该系统还要对是否满足光学定位要求进行刚度校核；

(3) 可以是多层的(图 40a 为 2 层)；为了使整个结构(包括主镜和支承)成为静定系统，第一层的支承点数必须为 3 点(底支承) 或 2 点(侧支承)。



(a) 底支承　　(b) 侧支承

图 40　机械浮动支承

机械浮动支承的设计要点如下：

(1) 对于主镜上的支承点位置(如圈半径)和各点支承力比例(点间距)应进行结构优化。

(2) 尽量减小主镜上支撑点的压力角(该点可能的运动方向和镜面法线方向的夹角)。

(3) 保证浮动机构的刚度。

2) 支承力和定位分开的支承系统

(1) 分类



(2) 设计要点

① 前面已讲,必须消除镜子的全部刚体自由度。该系统用一定数目的刚性定位点来实现。

② 刚性定位点上要保留适当的力(总量可为 5% ~ 10%),以保证定位可靠。这一点可通过对各支承力大小的调整来实现。支承力和定位力的总和应等于主镜重量。

③ 支承力的位置和大小要通过结构分析来优化。

④ 支承力的大小应随重力方向变化。

(3) 杠杆重锤(图 41)

杠杆重锤在传统大望远镜上被普遍采用,其优点是对于不同天顶距位置,各浮动点的支承力自动适应重力方向变化而同步变化,与此同时,固定支承点上的力也按同样比例改变,不会发生局部出现很大的支承力的情况。

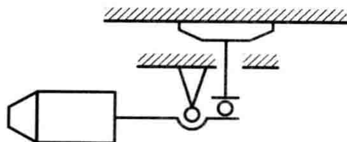


图 41　杠杆重锤支承

3）水银带支承（图 42）

水银带支承仅用于侧支承。其特点是结构简单，体积小，但径向挤压力较大，镜面变形较大；适用于 1 m 以下的主镜。

水银带支承力分布规律为

$$q(\varphi) = [R(1-\cos\varphi)+\delta]\rho b \tag{17}$$

水银带的宽度由主镜重量确定：

$$b = G/(\pi R^2 \rho) \tag{18}$$

式中 G 为主镜重量，ρ 为水银比重，几何参数意义见图。

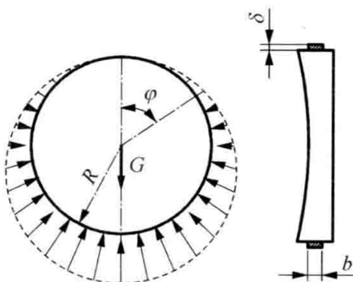


图 42　水银带支承

4）柔性钢带侧支承（图 43）

柔性钢带仅用于光学车间或实验室的固定不动的垂直主镜。其特点是结构简单，但横向挤压力较大，镜面变形（像散）较大；适用于 1 m 以下的主镜。

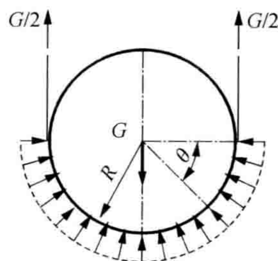


图 43　柔性钢带侧支承

柔性钢带支承力沿下半圆分布。如忽略它与主镜间的摩擦力，则其支承力沿径向均匀分布，大小为

$$q = G/2R \tag{19}$$

在有限元结构分析时，用以上方法计算出来的支承力须合理地转化为结点载荷。

附录　常用构件的静力变形公式摘要

1. 简单构件受力变形和应力

	力学模型		最大变形	最大应力	说明
1	拉压杆		$\delta=\frac{Pl}{EA}$	$\sigma=\frac{P}{A}$	δ— 最大变形量 σ— 最大正应力 τ— 最大剪应力 A— 截面积 E— 弹性模量 G— 剪切弹性模量 $G=E/2(1-\nu)$ ν— 泊松比 r— 外圆半径 θ— 最大扭转角 J_P— 截面极惯矩（见下表） J— 截面惯性矩（见下表） $W=\frac{J}{y_{max}}$— 抗弯截面模量
2	剪切变形		$\delta=l\gamma=\frac{Pl}{GA}$	$\tau=\frac{P}{A}$	
3	扭转杆（圆截面）		$\theta=\frac{Ml}{GJ_P}$	$\tau=\frac{Mr}{J_P}$	
4	悬臂梁		$\delta=\frac{Pl^3}{3EJ}$	$\sigma=\frac{Pl}{W}$	
			$\delta=\frac{ql^4}{8EJ}$	$\sigma=\frac{ql^2/2}{W}$	
5	简支梁		$\delta=\frac{Pl^3}{48EJ}$	$\sigma=\frac{Pl/4}{W}$	
			$\delta=\frac{5ql^4}{384EJ}$	$\sigma=\frac{ql^2/8}{W}$	
6	两端固定的梁		$\delta=\frac{Pl^3}{192EJ}$	$\sigma=\frac{Pl/8}{W}$	
			$\delta=\frac{ql^4}{384EJ}$	$\sigma=\frac{ql^2/12}{W}$	

典型截面的惯性矩和极惯矩

	圆	薄壁圆环	矩形	薄壁矩形
惯性矩(J)	$\frac{\pi D^4}{64}$	$\frac{\pi t D^3}{8}$	$\frac{bh^3}{12}$	$\frac{(h+3b)h^2 t}{6}$
极惯矩(J_P)	$\frac{\pi D^4}{32}$	$\frac{\pi t D^3}{4}$	$\frac{hb^3}{16}\left[\frac{16}{3}-3.36\frac{b}{h}\left(1-\frac{b^4}{12h^4}\right)\right]$	

2. 接触变形和应力

接触变形是指两物体沿接触方向变形的总和，即两物体接近的距离。下表中有关符号的意义为$Q=\frac{1-\nu_1^2}{E_1}+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}$，$G=\frac{D_1+D_2}{D_1 D_2}$，$G'=\frac{D_1-D_2}{D_1 D_2}$，$P$为集中力，$q$为线载荷集度。

接触类型	变形(两件)	接触面参数	最大应力
球-平面	$1.04\sqrt[3]{\frac{P^2Q^2}{D}}$	接触半径 $r=0.721\sqrt[3]{PDQ}$	$0.918\sqrt[3]{\frac{P}{D^2Q^2}}$
球-球	$1.04\sqrt[3]{P^2GQ^2}$	接触半径 $r=0.721\sqrt[3]{\frac{PQ}{G}}$	$0.918\sqrt[3]{\frac{PG^2}{Q^2}}$
球-凹球	$1.04\sqrt[3]{P^2G'Q^2}$	接触半径 $r=0.721\sqrt[3]{\frac{PQ}{G'}}$	$0.918\sqrt[3]{\frac{PG'^2}{Q^2}}$
圆柱-2平面	同种材料(一个接触副) $\Delta D=\frac{4q(1-\nu^2)}{\pi E}\left(\ln\frac{2D}{b}+0.407\right)$	接触宽度 $b=1.6\sqrt{qDQ}$	$0.798\sqrt[3]{\frac{q}{DQ}}$

续表

接触类型	变形(两件)	接触面参数	最大应力
圆柱-圆柱	$\frac{2q}{\pi}\left[\frac{1-\nu_1^2}{E_1}\left(\ln\frac{2D_1}{b}+0.407\right)+\frac{1-\nu_2^2}{E_2}\left(\ln\frac{2D_2}{b}+0.407\right)\right]$	接触宽度 $b=1.6\sqrt{\frac{qQ}{G}}$	$0.798\sqrt{\frac{qG}{Q}}$
圆柱-凹柱		接触宽度 $b=1.6\sqrt{\frac{qQ}{G'}}$	$0.798\sqrt{\frac{qG'}{Q}}$

接触类型	变形(两件)	接触椭圆半轴	最大应力
圆柱-圆柱	$\lambda\sqrt[3]{\frac{P^2G}{\left(\frac{E_1}{1-\nu_1^2}+\frac{E_2}{1-\nu_2^2}\right)^2}}$	长半轴 $c=\alpha\sqrt[3]{\frac{PQ}{G}}$ 短半轴 $d=\beta c$	$\frac{1.5P}{\pi c d}$

D_1/D_2	1	1.5	2	3	4	6	10
α	0.908	1.045	1.158	1.350	1.505	1.767	2.175
β	1	0.765	0.632	0.482	0.400	0.308	0.221
λ	2.080	2.060	2.025	1.950	1.875	1.770	1.613

两任意曲面	变形(两件)	接触椭圆半轴	最大应力
	$\lambda\sqrt[3]{\frac{P^2}{K^2\delta}}$	$c=\alpha\sqrt[3]{\frac{P\delta}{K}}$ $d=\beta\sqrt[3]{\frac{P\delta}{K}}$	$\frac{1.5P}{\pi cd}$

$$\delta=\frac{4}{\dfrac{1}{R_1}+\dfrac{1}{R_2}+\dfrac{1}{R'_1}+\dfrac{1}{R'_2}},\ K=\frac{8}{3}\frac{E_1E_2}{E_2(1-\nu_1^2)+E_1(1-\nu_2^2)}$$

$$\theta=\arccos\frac{1}{4}\delta\cdot\left[\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R'_1}\right)^2+\left(\frac{1}{R_2}-\frac{1}{R'_2}\right)^2+\right.$$

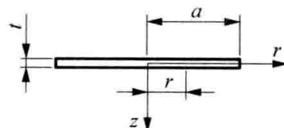
$$\left.2\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R'_1}\right)\left(\frac{1}{R_2}-\frac{1}{R'_2}\right)\cos2\phi\right]^{1/2}$$

$\phi=$ 两物体主曲率方向(R_1 和 R_2)的夹角

θ	0°	10°	20°	30°	40°	45°	50°	60°	70°	80°	90°
α	∞	6.612	3.778	2.731	2.136	1.926	1.754	1.486	1.284	1.128	1
β	0	0.319	0.408	0.493	0.567	0.604	0.641	0.717	0.802	0.893	1
λ	—	0.851	1.220	1.453	1.637	1.709	1.772	1.875	1.944	1.985	2

3. 圆形薄板弯曲

1) 符号说明



E、ν— 弹性模量和泊松比；

D、a、t— 直径、半径和厚度；

r— 计算挠度处的半径，(相对值：$\rho=r/a$)；

r_0— 中心集中载荷的半径，(相对值：$\rho_0=r_0/a\ll1$)；

K— 圆板刚度，$K=\dfrac{Et^3}{12(1-\nu^2)}$，一般书上 K 写为 D，这里用 K 是为区别于“直径”D；

P— 总的载荷：

(1) 对于圆板中心集中载荷，理论描述为圆板中心处半径 r_0 之内的均布载荷总量，$r_0\to0$。

(2) 对均布载荷，$P=\pi a^2q$，q 为载荷集度(单位面积所受的载荷)。

$\sigma_{\max}$— 最大应力；

w— 某一半径 r 上的实际挠度(z 向位移)；

w_0— 中心点实际挠度；

$\overline{w}$— 某一半径 r 上的“归化”挠度。

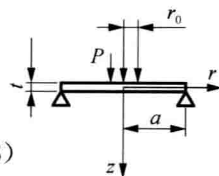
圆板理论给出的圆板上挠度的普遍公式为

$$w=\frac{Pa^2}{\pi K}\overline{w}=\frac{12(1-\nu^2)}{\pi}\frac{Pa^2}{Et^3}\overline{w}$$

2）挠度和最大应力公式

（1）边界简支

① 集中力

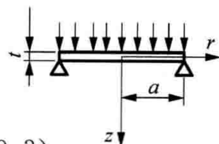


$$\overline{w}=\frac{1}{16}\left[\frac{3+\nu}{1+\nu}(1-\rho^2)+2\rho^2\ln\rho\right]$$

$$w_0=0.582\frac{Pa^2}{Et^3}\quad(\nu=0.25)\text{ 或 }0.552\frac{Pa^2}{Et^3}\quad(\nu=0.3)$$

$$\sigma_{\max}=\frac{3\nu P}{2\pi t^2}\left[\frac{1}{\nu}+\left(\frac{1}{\nu}+1\right)\ln\frac{a}{r_0}\right]\quad(\text{在中心})$$

② 均布力



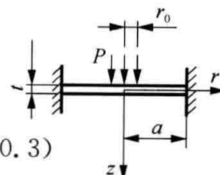
$$\overline{w}=\frac{1}{64}\left[\frac{5+\nu}{1+\nu}-\frac{2(3+\nu)}{1+\nu}\rho^2+\rho^4\right]$$

$$w_0=0.235\frac{Pa^2}{Et^3}\quad(\nu=0.25)\text{ 或 }0.221\frac{Pa^2}{Et^3}\quad(\nu=0.3)$$

$$\sigma_{\max}=\frac{3vP}{8\pi t^2}\left(\frac{3}{\nu}+1\right)\quad(\text{在中心})$$

（2）边界固定

① 集中力

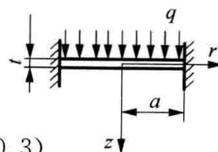


$$\overline{w}=\frac{1}{16}(1+2\rho^2\ln\rho-\rho^2)$$

$$w_0=0.224\frac{Pa^2}{Et^3}\quad(\nu=0.25)\text{ 或 }0.217\frac{Pa^2}{Et^3}\quad(\nu=0.3)$$

$$\sigma_{\max}=\frac{3\nu P}{2\pi t^2}\left(\frac{1}{\nu}+1\right)\ln\frac{1}{\rho_0}\quad(\text{在中心})$$

② 均布力



$$\overline{w}=\frac{1}{64}(1-\rho^2)^2$$

$$w_0=0.056\frac{Pa^2}{Et^3}\quad(\nu=0.25)\text{ 或 }0.0543\frac{Pa^2}{Et^3}\quad(\nu=0.3)$$

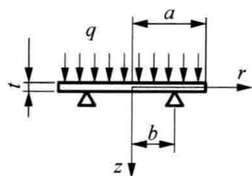
$$\sigma_{\max}=\frac{3P}{4\pi t^2}\quad(\text{在边缘})$$

(3) 在任意半径简支的均布载荷圆板

$$\bar{w}=\frac{1}{8}\left\{\frac{1-\beta^2}{2}\left[\frac{(3+\nu)-(1-\nu)\rho^2}{1+\nu}\right]-\frac{1-\rho^2}{8}\left[\frac{5+\nu}{1+\nu}-\rho^2\right]+(\beta^2+\rho^2)\ln\beta\right\}\qquad(\rho\leqslant\beta)$$

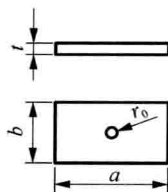
$$\bar{w}=\frac{1}{8}\left\{\frac{1-\rho^2}{8}\left[\frac{(7+3\nu)-4(1-\nu)\beta^2}{1+\nu}+\rho^2\right]+(\beta^2+\rho^2)\ln\rho\right\}\qquad(\rho\geqslant\beta)$$

式中 $\beta=\dfrac{b}{a}$，b— 支承半径。



4. 矩形薄板弯曲

符号说明：



a— 板的长边；b— 板的短边，

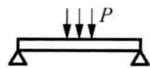
集中力：作用于中心处半径为 r_0（$r_0\to 0$）之内的总量为 P 的载荷；

均布力：作用整个板面上的集度为 q 的载荷。

其他参照圆板中的相同符号。

1）简支矩形板

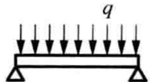
① 集中力



$$w_0=\alpha_1\frac{Pb^2}{Et^3}$$

$$\sigma_{\max}=\frac{3P\nu}{2\pi t^2}\left[\left(\frac{1}{\nu}+1\right)\ln\frac{2b}{\pi r_0}+1-\frac{\beta_1}{\nu}\right]\qquad(在中心)$$

② 均布力

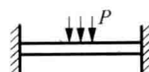


$$w_0=\alpha_2\frac{qb^4}{Et^3}$$

$$\sigma_{\max}=\beta_2\frac{qb^2}{t^2}\qquad(在中心)$$

2）固定矩形板

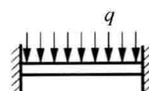
① 集中力



$$w_0 = \alpha_3 \frac{Pb^2}{Et^3}$$

$$\sigma_{\max} = \beta_3 \frac{P}{t^2} \qquad \text{（在中心）}$$

② 均布力



$$w_0 = \alpha_4 \frac{qb^4}{Et^3}$$

$$\sigma_{\max} = \beta_4 \frac{qb^2}{t^2} \qquad \text{（在长边中点）}$$

以上式子中的系数列于下表：

荷	位移,应力	a/b	1	1.2	1.4	1.6	1.8	2	3	4	5
中力	中点位移	α_1	0.126 7	0.147 8	0.158 1	0.171 5	0.177 0	0.180 5			
	最大应力	β_1	0.565	0.350	0.211	0.125	0.073	0.042			
布力	中点位移	α_2	0.044 4	0.061 6	0.077 0	0.090 6	0.101 7	0.111 0	0.133 5	0.140 0	0.141
	最大应力	β_2	0.287 4	0.376 2	0.453 0	0.517 2	0.568 8	0.610 2	0.713 4	0.741 0	0.747
中力	中点位移	α_3	0.061 1	0.070 5	0.075 4	0.077 7	0.078 6	0.078 8			
	最大应力	β_3	0.754 2	0.894 0	0.962 4	0.990 6	1.000	1.004			
布力	中点位移	α_4	0.013 8	0.018 8	0.022 6	0.025 1	0.026 7	0.027 7			
	最大应力	β_4	0.307 8	0.383 4	0.435 6	0.468 0	0.487 2	0.497 4			

5. 主要镜坯材料参数

材料	密度 ρ/(kg/m^3)	杨氏模量 E/GPa	泊松比 ν	最大应力 σ_t/MPa	膨胀系数		导热系数 κ/(W/m·K)	比热容 c_P/(J/kg·K)
					α_{273K} 10^{-6}/K	α_{40K} 10^{-6}/K		
熔石英	2 200	63	0.20	78	3.3	−3.2	1.2	800
ULE	2 200	68	0.18	50	0.03	−0.9	1.3	760
Zerodur	2 500	91	0.24	57	0.05	−0.7	1.5	820
C(CVD)	3 200	466	0.21	440	2.2	0.05	190	730
铍	1 850	300	0.08	240	11	0.05	210	1 900
铝	2 700	70	0.33	310	23	2.5	170	890

第八章　望远镜典型结构的设计

8.1　望远镜机架设计

8.1.1　望远镜第一轴(极轴或方位轴)的结构设计

望远镜的轴系由串联的两根正交轴组成。赤道式机架的第一轴为极轴，第二轴为纬轴；地平式机架的第一轴为方位轴，第二轴为高度轴。两种机架在机械设计上是相似的，只是因第一轴的方向不同而有少许差别。

1. 轴承类型

望远镜第一轴(极轴或方位轴)的轴承类型大体上可分为精密滚动轴承和静压轴承两大类。静压轴承(油垫)的特点是承载能力强，摩擦力小，适用于2 m以上级的大型望远镜。其缺点是须附加一套液压装置，包括压力泵、节流阀和油回收回路等，有一定的维护工作量。另外油温可能对望远镜的精度带来不利。与此相反，精密滚动轴承不存在这些缺点，因此被广泛地应用于中小型望远镜上，其中最大的望远镜例子是美国WIYN(3.5 m)望远镜。还有，大型望远镜的纬轴或高度轴的轴承座是活动的，如果采用静压轴承，其油管需要随动，有一定困难，故而一般也采用滚动轴承。

2. 第一轴方向的调整

望远镜安装完成后，第一轴的方向必须进行精确调整。调整对象可以是轴承座的位置，也可以是整个机座。由于极轴方向由前后两个(组)轴承确定，因此对于前者，当调整其中之一时，另一个必须是可以“自位”的，例如采

用万向球面滚动轴承或者球面静压轴承。

3. 长轴和盘轴

赤道式机架的极轴一般采用长轴形式。长轴也称“双支轴”，由两端轴承支持，结构上须充分考虑轴体的弯曲刚度。地平式望远镜的方位轴可以是长轴形式，也可以是盘轴形式，后者一般采用静压轴承，多用于大型望远镜。

下面是关于望远镜第一轴结构设计的一些例子。

1）采用滚动轴承的极轴

图 1 为中小型赤道式望远镜的极轴结构设计的实例。轴体上粗下细，具

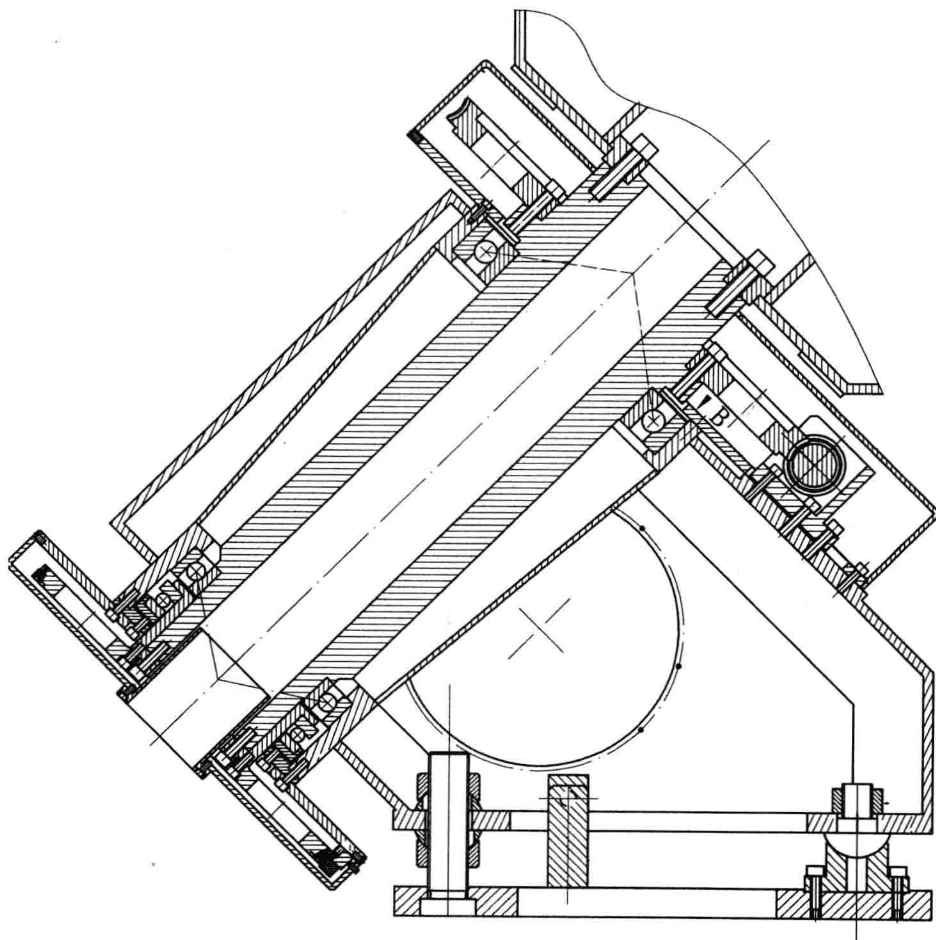


图 1　采用滚动轴承的极轴

有较好的刚度；上、下两端各采用一个径向推力轴承，滚动体接触法线与轴线的交点在轴承之外，从而可以使轴线获得较高的定位刚度。采用径向推力轴承或圆锥滚子轴承都可以通过修磨间隔垫片（少量调整轴向间距）来消除轴承间隙，并进行预紧而提高滚动体的接触刚度。对于较大的望远镜，轴的最下端还要加一个推力轴承来承受大部分的轴向压力（转动部分重量的分力），如果不加这个推力轴承，转动摩擦力矩可能较大。在此设计中，极轴方向的调整是对整个机架的调整（详细机构见下文叙述）。该设计的传动机构（蜗轮副）设置在靠近叉臂的上端，以期获得较好的驱动刚度，而码盘则设置在下端，以便于调整操作。

图2所示为某大于1 m的望远镜的极轴设计。该设计为了增大上端轴承的承载能力，采用了圆锥滚子轴承。该设计的原理是：首先，利用望远镜转动部分自身的重量来对圆锥轴承消隙和预紧。由于望远镜自重的分力较大，这

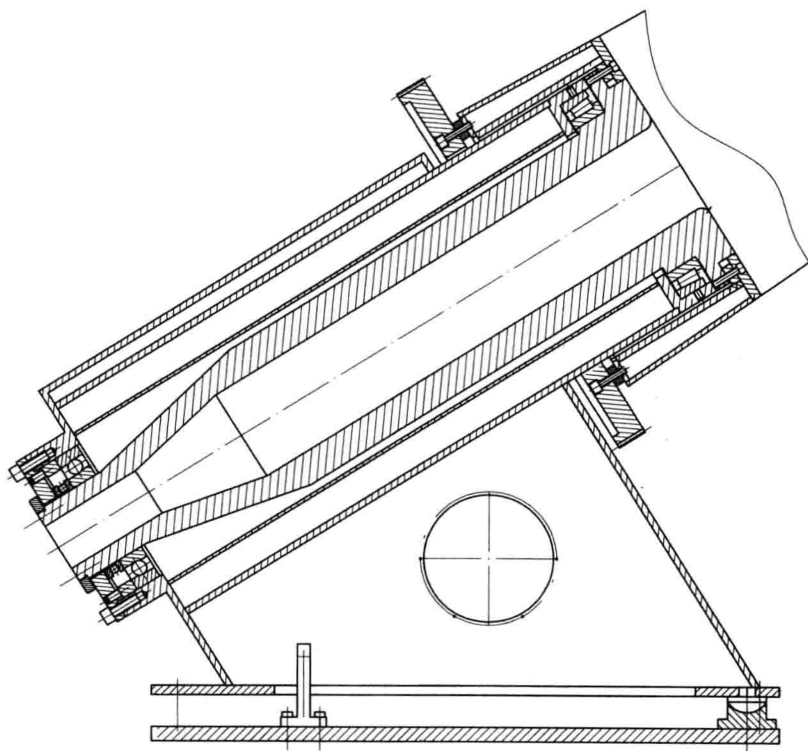


图2　上端采用圆锥滚子轴承

种预紧可能会导致转动摩擦力矩太大，这可以通过修磨推力轴承后面的垫片厚度来将其调整到最佳状态。其次，极轴下端的径向推力轴承则用推力轴承支撑板上的顶推调整螺钉来进行消隙。该设计为了便于轴承的消隙预紧，滚动体接触法线方向未能遵循上面所讲的原则。

极轴方向调整机构有多种设计，图 3 为通过调整机座的方位和俯仰来实现极轴调整的一例。底板上固定 3 个螺杆，螺杆较粗，具有足够的横向刚度，并且采用梯形螺纹，升降摩擦力较小。螺杆通过基座上的 3 个腰孔，并用上下螺帽和球面垫圈将其夹紧。作为赤道叉式望远镜，整体重心一般处于底板的

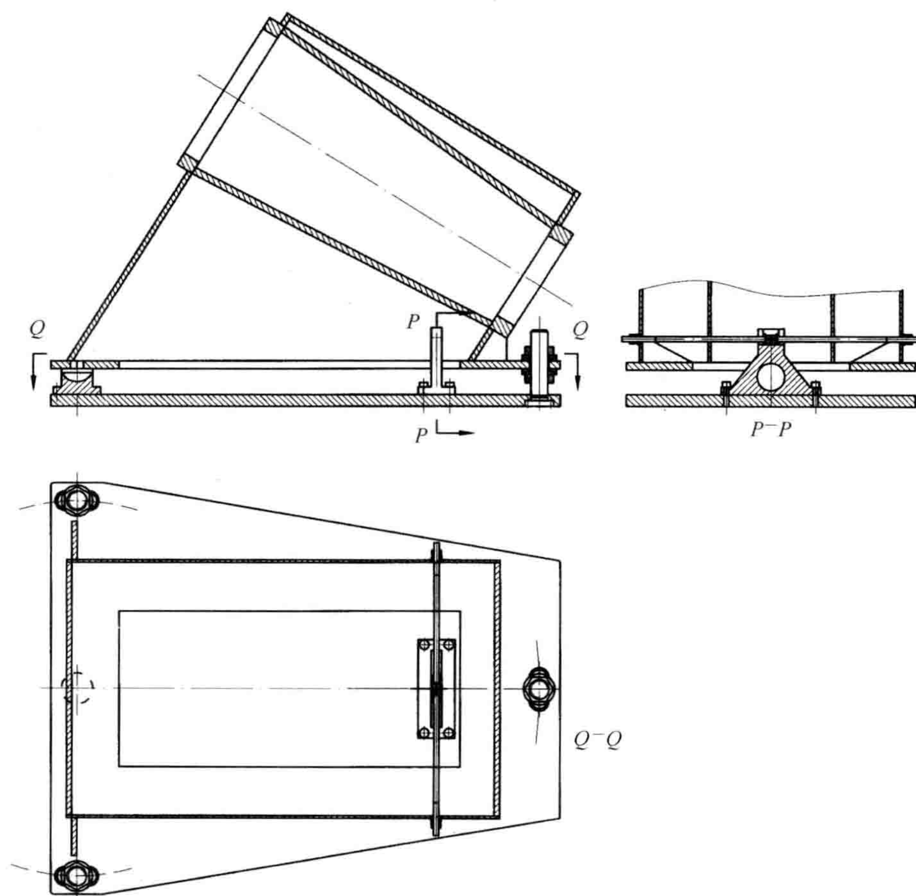


图 3　极轴方向调整机构

前部，在此设置一个球头，用以支撑机座，因此压紧螺杆受力很小，于是调整时所需的调整力可以较小，灵敏度较高。机座上的腰孔方向应能适应于绕球头的方位转动。方位转动依靠 *P-P* 视图中的两根推拉螺杆。

类似的结构设计也可用于地平式望远镜的方位轴，改动之处是方位轴的倾斜调整采用若干斜铁(图 4)。

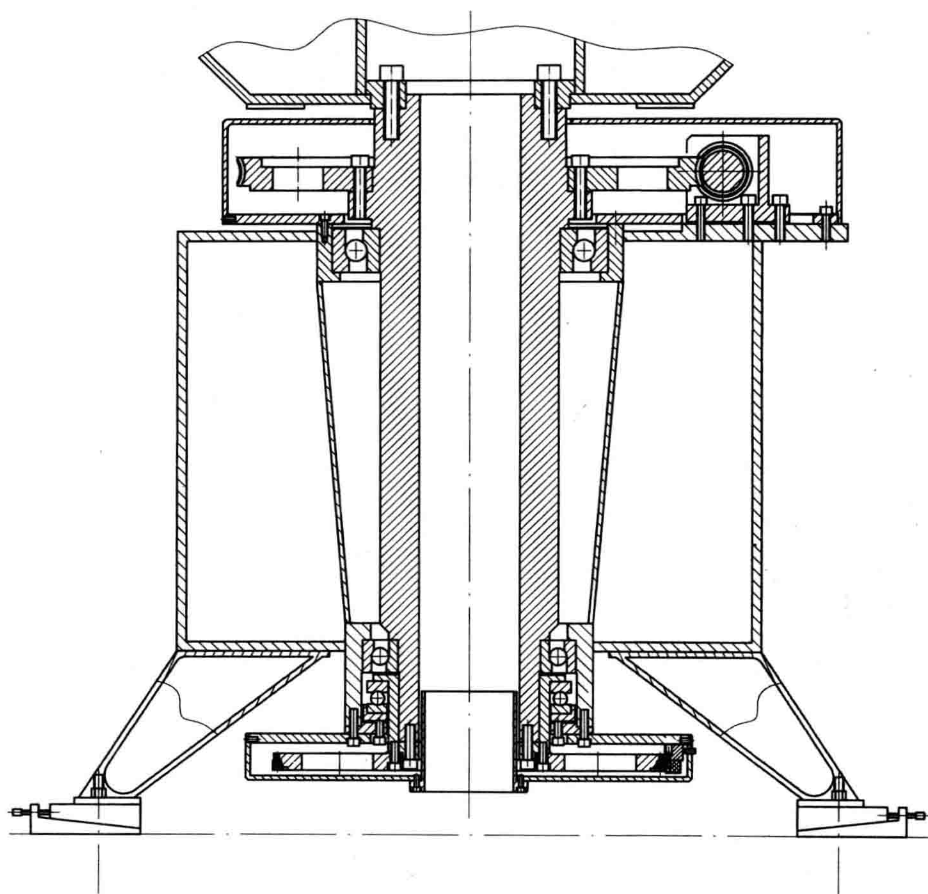


图 4　采用滚动轴承的方位轴

2）下端用球头支撑的设计(图 5)

在该设计中，推力轴承的下方用一球头支撑，当锥形筒的上端用螺杆调整横向位置时，方位轴可绕球心做微小晃动。该设计的下端不能放置码盘；

如要加码盘，只能设置在传动机构的上方，这可能要求码盘尺寸较大，而大的码盘通常过于昂贵，这是一个不利之处。

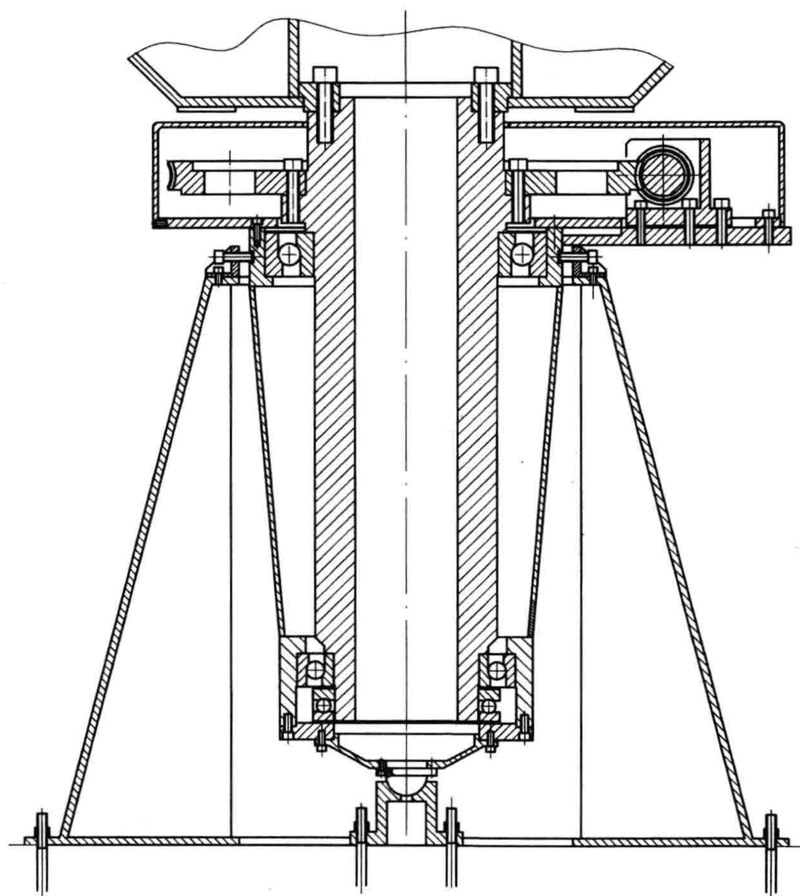


图 5　下端用球头支撑的设计

3）一端采用球面静压油垫的设计

图 6 的设计中极轴调整是直接调整下端的轴承位置。该设计极轴的上端为一个有较高精度的球冠，用静压油垫支撑（一般沿圆周方向设置两个油垫，间隔 90° ～ 120°），转动部分的重力主要由此承担。极轴下端可以用静压轴承，也可以用滚动轴承（如图中表示的那样）。下端用螺杆调整横向位置时，整个转动部分可绕球心微小晃动。类似结构同样可用于地平式望远镜的方位轴，图 7 为其一例，油垫（至少 3 个）沿圆周方向设置。此例中码盘置于方

位轴下端，调整和维护不太方便。

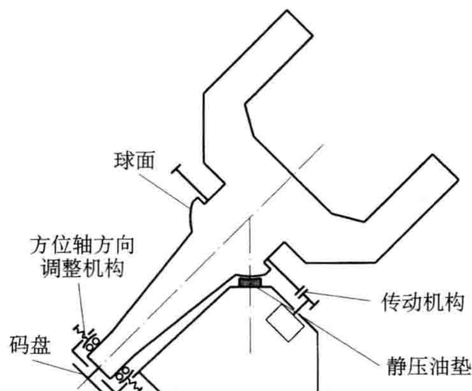


图 6　直接调整极轴方向的设计(赤道式机架)

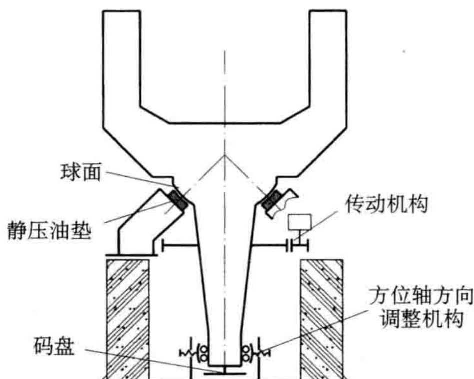


图 7　直接调整方位轴方向的设计(地平式机架)

4) 盘轴式方位轴

图 8 设计为典型的静压油垫方位轴。图中，叉臂安装于盘轴之上，盘轴之下由若干静压油垫支撑，中心采用可自位的滚动轴承定心，大齿轮安装在盘轴之上，码盘固定不动安装在由底板伸出的支撑座上，而读数头则安装在叉臂和盘轴的内孔之中随之转动。图 9 设计与此类似，但用双向压紧的平面轴承代替静压油垫。因为凹沟状滚道较难加工，精度不容易做得高，所以采用平面轴承。平面与钢球接触应力和变形较大，于是可用两圈钢球，但钢球要经过严格筛选以保证直径一致。轴承环要严格按照轴承行业选材和热处理，

特别是要求工作面硬度均匀，不然很快会失去精度。

可供盘轴采用的成品滚动轴承是所谓的“交叉滚子轴承”，其滚道横截面为倾斜 45° 的正方形，有内圈剖分和外圈剖分两种类型，预紧状态和精度由生产厂家保证，最大直径为 1.5 m 左右。

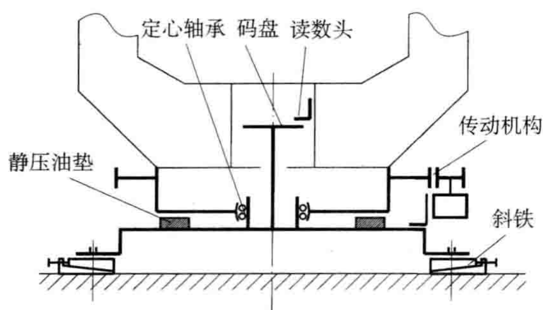


图 8　静压油垫方位轴

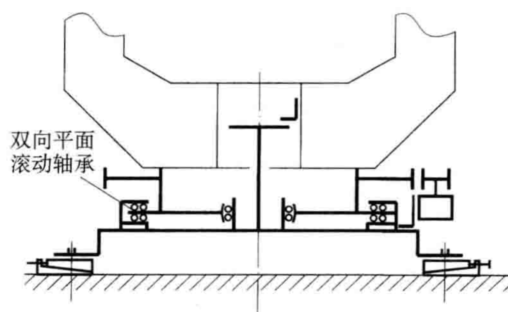


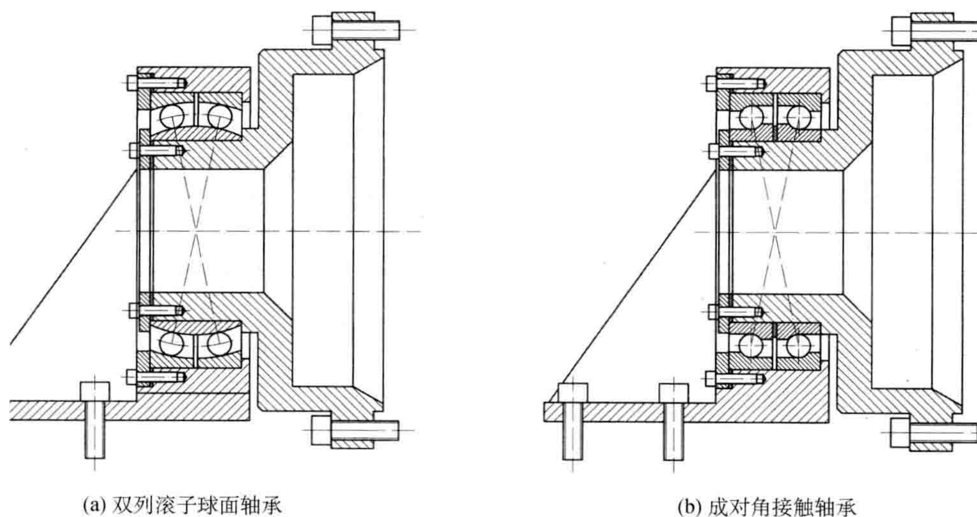
图 9　双向压紧的平面轴承方位轴

大型地平式望远镜的机架多置于若干调整斜铁之上，可用调整斜铁的高度来调整方位轴的方向。斜铁最好采用滚动摩擦的产品，这样调整灵敏度较高。

8.1.2　望远镜第二轴(赤纬轴或高度轴)的结构设计

由于镜筒要求通光的原因，望远镜第二轴(赤纬轴或高度轴)一般采用“中间块”加两侧耳轴的形式，中间块是具有较好刚度的中空结构。但即使如此，其刚度总归不如第一轴(连续结构)那样好。因此对于大型望远镜的结构设计，应充分考虑这一因素。归结起来主要有两点：一是要允许耳轴有微小

的弯曲转角，不然可能引起转动不灵活，并且摩擦力矩有波动。为此，第二轴常采用可以“自位”的双列滚子球面轴承（图10a），但高精度的这类轴承价格较高，而且可能要专门定做。另一种选择是采用成对的向心推力轴承（图10b），如参数和轴向距离匹配得好，其性能可以接近于前一种轴承。二是对轴承消隙预紧时应尽可能避免将轴向预紧力施加到中间块上，也就是对两端耳轴分别进行消隙预紧。轴承消隙和预紧主要用配磨调整垫片的方法来实施。一般来说在中间块两端直接加上图10结构就可以用于望远镜第二轴，这种设计已被广泛采用。但是，对于较大的赤道式望远镜，由于要承受较大轴向力，宜加上推力轴承，否则摩擦力矩可能太大。图11为赤道式望远镜的赤纬轴的一种设计，其右端一对推力轴承可以承受双向轴力，左端沿轴向是自由的（也可以适当预紧）。对于较小的赤道式望远镜可用图12的设计，赤纬轴两端各加一个推力轴承进行整体（包括中间块）预紧。更小的望远镜的第二轴只用一对向心推力轴承就可以了，这是最简单的一种设计。



(a) 双列滚子球面轴承　　(b) 成对角接触轴承

图10　望远镜第二轴的“自位”轴承

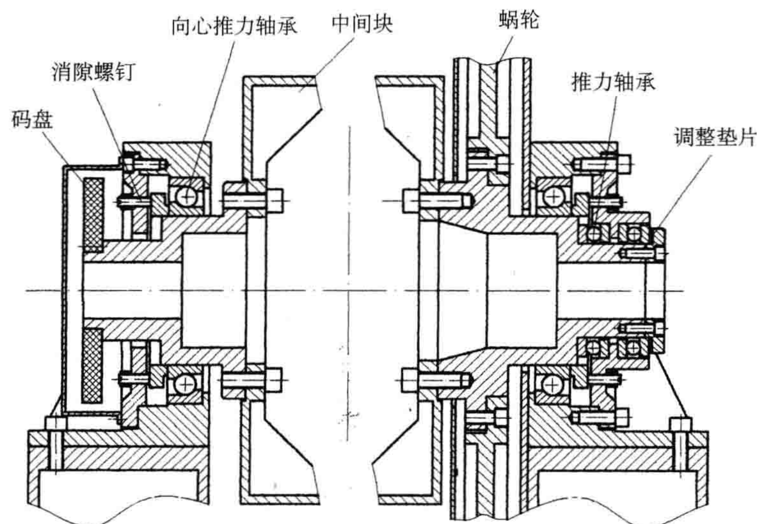


图 11　赤道式望远镜赤纬轴设计实例(推力轴承在一侧)

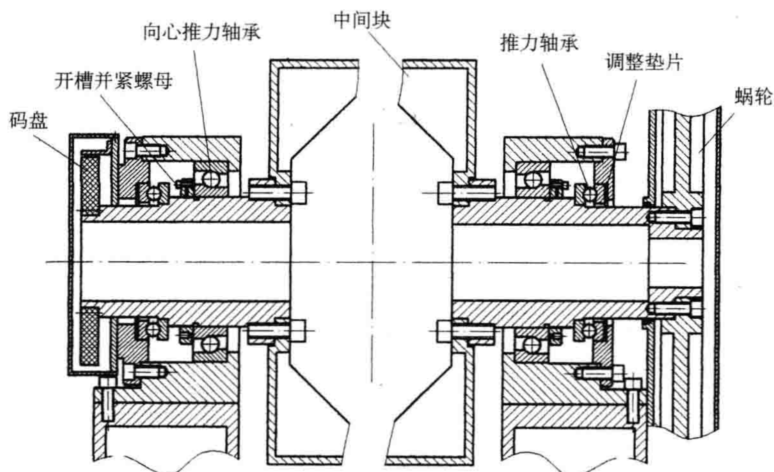


图 12　赤道式望远镜赤纬轴设计实例(推力轴承在两侧)

8.1.3　德国式机架的设计

德国式机架的两根轴都是单支轴，优点是不存在挡光，安装接收器和操作都比较方便，但本身严重不平衡，需加大量的配重，一般用于小型望远镜(小于 400 mm)。图 13 为德国式机架的一种设计，其特点是将极轴轴体(可在基座内转动)和纬轴轴体做成十字形整体，镜筒安装于纬轴外壳之上随之转

动。纬轴外壳开有缺口，以避开极轴轴体，为了保持其刚度和强度，外径较大，这种设计比较容易解决极轴平衡问题。另一种设计是常规设计，纬轴和极轴一样，都是壳体不转而轴体转动。两种设计可根据具体情况灵活运用。

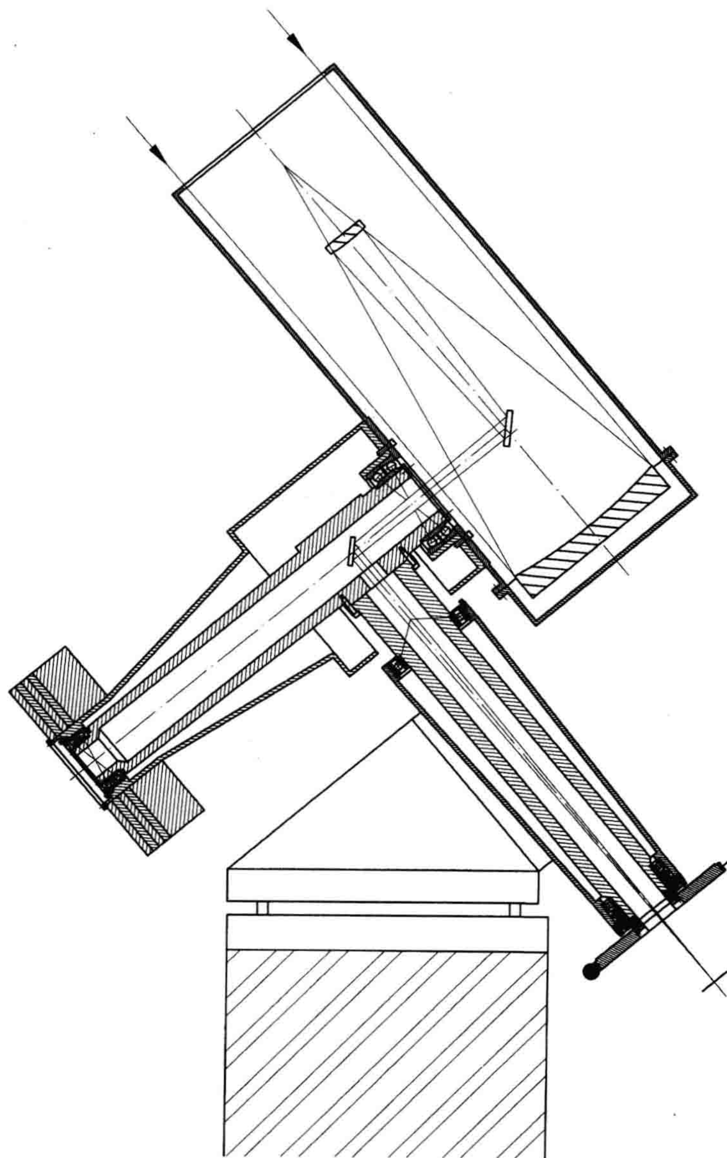


图 13　德国式机架设计实例

8.2 传动系统

8.2.1 传动系统类型

从历史上看,望远镜的传动系统基本上遵循如下发展顺序:

(1) 多路(电机—减速器)+速度合成机构+末级大蜗轮副,用“反力矩”电机消隙

多路电机是指用于极轴转速分别为恒动(15角秒/秒,)、快动(～60度/分)、慢动(～1度/分)和微动(～2角秒/秒)的各种电机。恒动电机为同步电机或直流伺服电机,其他电机为直流伺服电机。反力矩电机用于消隙,可以带齿轮减速器,输出力矩与驱动力矩相反,但较小。

(2) 单个低速力矩电机+减速器+末级大蜗轮副,用“反力矩”电机消隙

恒动、快动、慢动和微动用一个电机调速实现,速度分挡跨度受到电机和控制电路能力的制约。消隙采用反力矩电机。

以上两种传动系统均采用大蜗轮,其优点是末级传动比较大,可达360或720。缺点是有自锁,制动时冲击力较大。为了解决这个问题,大型望远镜往往采用“浮动蜗杆”设计。这种设计的蜗杆架不是独立固定的,而是通过若干小轴承“悬挂在”大蜗轮的边缘上,以获得径向定位。而在蜗杆的轴向则通过弹簧和挡块加以定位。这样,当制动力矩太大时允许蜗杆有少量的轴向弹性窜动,以吸收能量而保护蜗轮齿面。

(3) 末级大齿轮方式

齿轮副比起蜗轮副有几个优点:

① 齿轮机构不自锁,传动具有“双向性”,这样反力矩电机可以作用到前级传动箱而消除其间隙。这对于望远镜的自动控制无疑大有好处。

② 大齿轮的加工工艺性较好,滚刀是通用的,精度容易得到保证。

③ 大齿轮可以采用磨齿工艺,因此可以采用表面硬化的材料,不但大大提高了齿形精度,而且更耐磨。

(4)“双驱动”模式

用两组力矩电机-减速器组件驱动一个大齿轮，恒动和微动状态下两者驱动力矩相反，有效力矩等于两者之差；快动时两者驱动力矩可以同向。

(5) 直接驱动模式

用低速力矩电机直接驱动大齿轮，速度涵盖快动、恒动、慢动和微动。其优点是避免了传动链的间隙和误差，提高了传动系统刚度，有利于改善电控性能。这种设计对于电机性能的要求较高，特别是输出力矩要有较大的富余量，可以是实际需要的 3 倍以上。否则，系统抗干扰能力较差。欧洲南方天文台的 VLT 望远镜首先采用“分装式”的直接驱动电机，即将众多的激磁线圈分布到大直径(16 m) 的转动盘外围，从而获得更大的输出力矩。但这种电机没有现成商品，需要专门研制。

8.2.2　摩擦传动

在传统机械设计中，摩擦传动早已得到应用。但是在大型望远镜上的应用是从美国凯克(10 m) 望远镜的研制开始的。凯克望远镜的方位轴采用若干小摩擦轮用液压方式压紧在大摩擦轮的外圆上，摩擦轮的表面都经过硬化处理。为了避免压紧力施加到轴系，小摩擦轮是成对放置在大摩擦轮直径两端的。

望远镜的摩擦传动可有 3 种方案：

1. 小摩擦轮成对压在大摩擦轮的外圆上(图 14b)，即凯克望远镜的设计

该方案精度较高，但大摩擦轮的加工和表面硬化有一定难度，成本较高。

2. 大摩擦轮外圆上装有钢带，小摩擦轮成对夹紧钢带(图 14a)

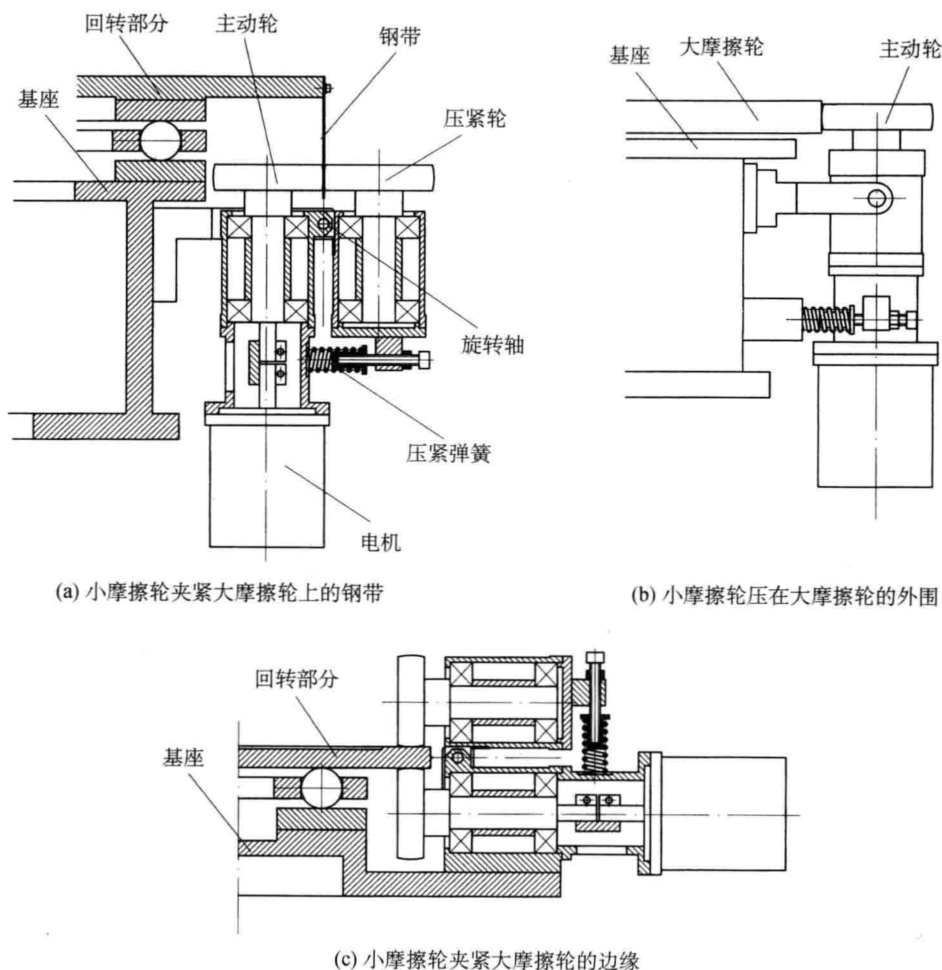
大摩擦轮外圆固定一圈钢带(厚度 1 ～ 2 毫米)，用一对小摩擦轮弹性夹紧，其中一个小摩擦轮是带电机的主动轮。因钢带沿径向有一定的柔度，所以不必要求圆度很高。严格讲，由于钢带不圆，传动过程中“传动比”有微小波动，但因不存在间隙，对于现代控制技术来讲不是问题。该方案的优点是容易制造，成本较低。

3. 小摩擦轮在大摩擦轮边缘处沿厚度方向夹紧(图 14c)

该方案与第 1 种方案类似，但由于对大摩擦轮外圆没有精度要求，制造难度较小。另外，夹紧力不会对轴系产生影响。云南天文台的 1.2 m 地平式望

远镜采用该种设计。

摩擦传动的缺点是偶尔存在"打滑" 现象。设计时应尽可能采用摩擦系数大的材料，以及尽可能加大摩擦轮的压紧力。



(a) 小摩擦轮夹紧大摩擦轮上的钢带

(b) 小摩擦轮压在大摩擦轮的外围

(c) 小摩擦轮夹紧大摩擦轮的边缘

图 14　望远镜的摩擦传动设计

关于望远镜传动系统的设计方案，在目前情况下作者比较倾向于：对小型望远镜（小于 0.5 m）可以采用直接驱动，或者配有减速器的交流（或直流）伺服电机驱动大齿轮（或大蜗轮），用反力矩电机消隙。对中型望远镜（0.6 ～ 2 m）可以采用双驱动模式。因电机配置困难，只有要求非常高的望

远镜才选择直接驱动。2 m 以上望远镜因齿轮制造难度大，宜采用摩擦传动或分装式电机直接驱动的方案。

8.3　镜筒桁架的设计和工艺

镜筒桁架的设计和工艺方法密切相关，大致有如下几种形式。

1. 桁架整体焊接加工（图 15）

先将副镜圈、中间块（或过渡法兰）和支杆焊接成整体，然后退火处理，再加工两端平面。加工时工件刚度不能太低，否则会振动或发生事故。为了避免这一点，可以焊接临时性的加强杆，加工完成后切除。此方法零件数量较少，而且省去了调整工作量，精度较高，特别适用于较小的结构。

2. 三角形子桁架焊接加工（图 16）

与此相似的方法是单独焊接每一个三角形子桁架，上下杆端含有小法兰，底部焊接一根加强杆，退火、加工后可以去除（也可以保留）。三角形子桁架的杆端法兰与副镜圈、中间块用螺钉连接。此方法适用于较大的结构。

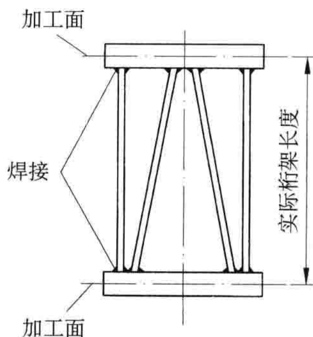


图 15　桁架整体焊接加工

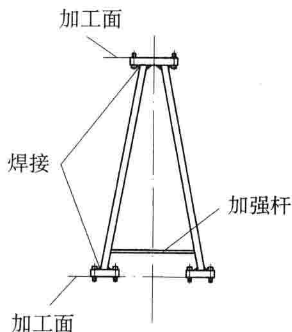


图 16　三角形子桁架焊接加工

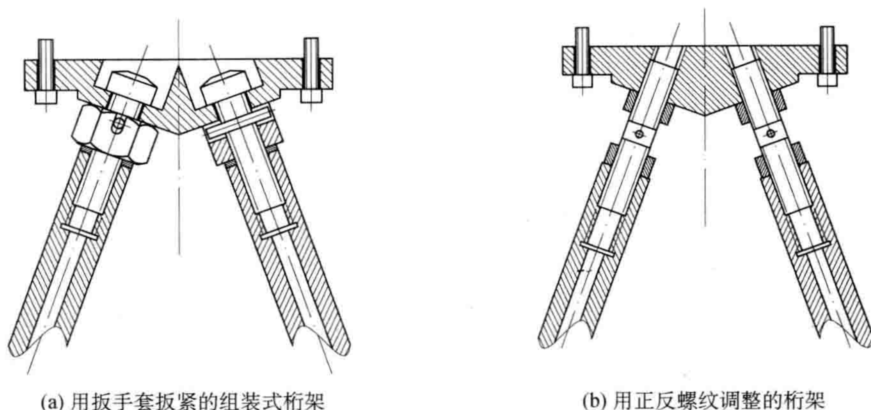
3. 用扳手套扳紧的组装式桁架（图 17a）

这种桁架由节点块、连接螺钉、支杆、扳手套和圆锥销等零件组成。连接螺钉从节点块内部穿出，装上扳手套和圆锥销后旋入支杆的螺孔中。扳手套与连接螺钉之间是空套关系，扳手套上开槽，可以拨动圆锥销使连接螺钉旋

入支杆的螺孔内，并将其压紧。另一种设计是用滑键来旋拨。至于控制支杆的有效长度，可有两种方法：一是支杆长度由加工公差保证；二是加调整垫片。

4. 用正反螺纹调整的桁架(图 17b)

这种桁架由节点块、带有左、右旋螺纹的调整螺杆、支杆以及六角螺帽等零件组成，工作原理类似于紧线器，调整完成后将螺帽并紧。



(a) 用扳手套扳紧的组装式桁架　　(b) 用正反螺纹调整的桁架

图 17　组装式桁架

8.4　望远镜主镜支撑设计

传统望远镜常用的主镜支撑机构主要有机械浮动机构和杠杆重锤机构两种。大多 2 m 以下的主镜的底支撑采用机械浮动机构，当然也可采用杠杆重锤机构。机械浮动机构是支撑力和定位相结合的主镜支撑机构。而杠杆重锤机构只是提供支撑力，需另外设置定位的结构。相比之下，前者结构紧凑，本身重量轻，因此应尽量采用之。至于侧支撑设计，一般而言，小于0.6 m的主镜的侧支撑(一般为杠杆重锤) 可以设置在其外圆之上，这样比较简单。但对于较大的主镜，这种侧支撑将引起太大的镜面变形，因此要采取在主镜背面多处开孔的办法，将若干杠杆重锤机构伸入各孔之内，使支撑点置于主镜的“重心平面” 上。采用杠杆重锤侧支撑的主镜一般中心开孔，套在主镜室的

“中心筒”之上，得以定位（见图 20）。下面具体介绍几种主镜支撑设计。

8.4.1　机械浮动支撑

机械浮动支撑机构设计要点是：

(1) 尽量加强结构件沿轴向的刚度，因为这样可以减小镜筒处于不同位置（水平位置和铅锤位置）时结构重力变形引起的主镜的轴向位移。为此，最好采用轴向刚度较好的薄板形构件。

(2) 尽量减小构件之间的摩擦阻力，图 20 中大梁转动中心采用滚动轴承，其他小关节采用球面摩擦副，球头用淬火钢磨制，球窝材料为黄铜，两者经研磨跑合。当然如空间允许，最好采用滚动摩擦的球关节，可以进一步减小摩擦力。

8.4.2　杠杆重锤机构

图 18 为两种杠杆重锤机构设计，可用于赤道式或地平式机架。其中图(a) 是将用于底支撑和侧支撑的杠杆重锤机构分开的设计，侧支撑作用在主镜外圆，适用于小于 1 m 的主镜。图(b) 是将用于底支撑和侧支撑的杠杆重锤安装在同一个主镜开孔处，但作用于不同部位（两者保持彼此独立），侧支撑伸入主镜孔内。

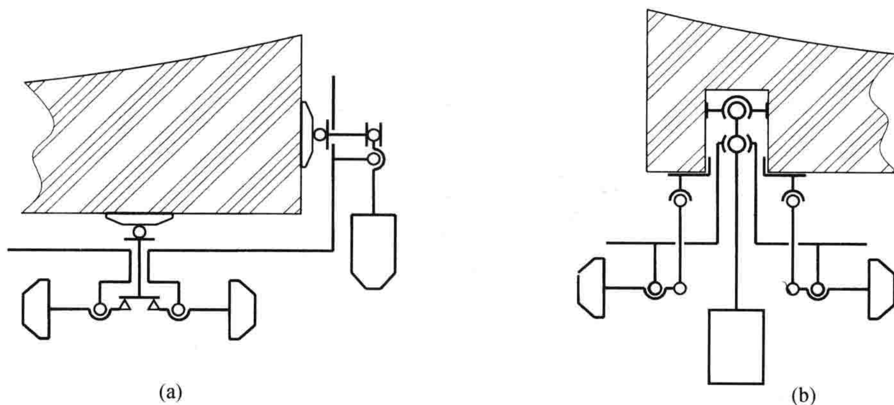


图 18　底支撑和侧支撑分开的杠杆重锤机构

杠杆重锤支撑机构也要尽量减小内部摩擦力，杠杆支点和前端点可采用自位角度较大的双列球面滚动轴承，前端与主镜接触处用聚四氟乙烯套圈过渡。中心定位筒与主镜内孔的配合也应采取减小摩擦力的措施，并且应

该考虑两者膨胀系数不同的影响。如杠杆重锤机构是置于主镜外圆的，则上半圆上的支撑垫块可用胶合方法与主镜连接。

用于地平式望远镜的杠杆重锤支撑机构的转动副是一维的，即在与望远镜光轴平行的铅垂平面内的转动，因此只需采用一般的径向滚动轴承。

8.4.3 有共用支点的杠杆重锤机构

图 19 是一种底支撑和侧支撑共用一个支点的设计。共用支点伸入主镜小孔，支撑于主镜的重心平面。其关键零件为一浮动支架（套筒），它既用作侧支撑的杠杆，又为底支撑提供导向和杠杆支点。该设计中，底支撑和侧支撑共用一套平衡重，因此重量大大减轻，并且也可用于赤道式或地平式机架。如将共用支点的承窝胶合在主镜中孔之中，该杠杆重锤机构还可允许主镜镜面朝下放置（处于悬挂状态）。

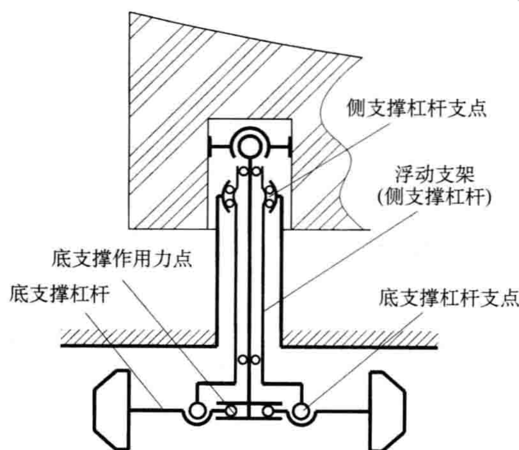


图 19　底支撑和侧支撑合成的杠杆重锤机构

8.4.4 主镜支撑设计实例

1. 1 米望远镜主镜支撑

图 20 是某 1 m 级望远镜的主镜支撑的设计。该设计底支撑采用机械浮动支撑，侧支撑采用杠杆重锤，主镜背面开不通孔，侧支撑置于主镜重心平面。

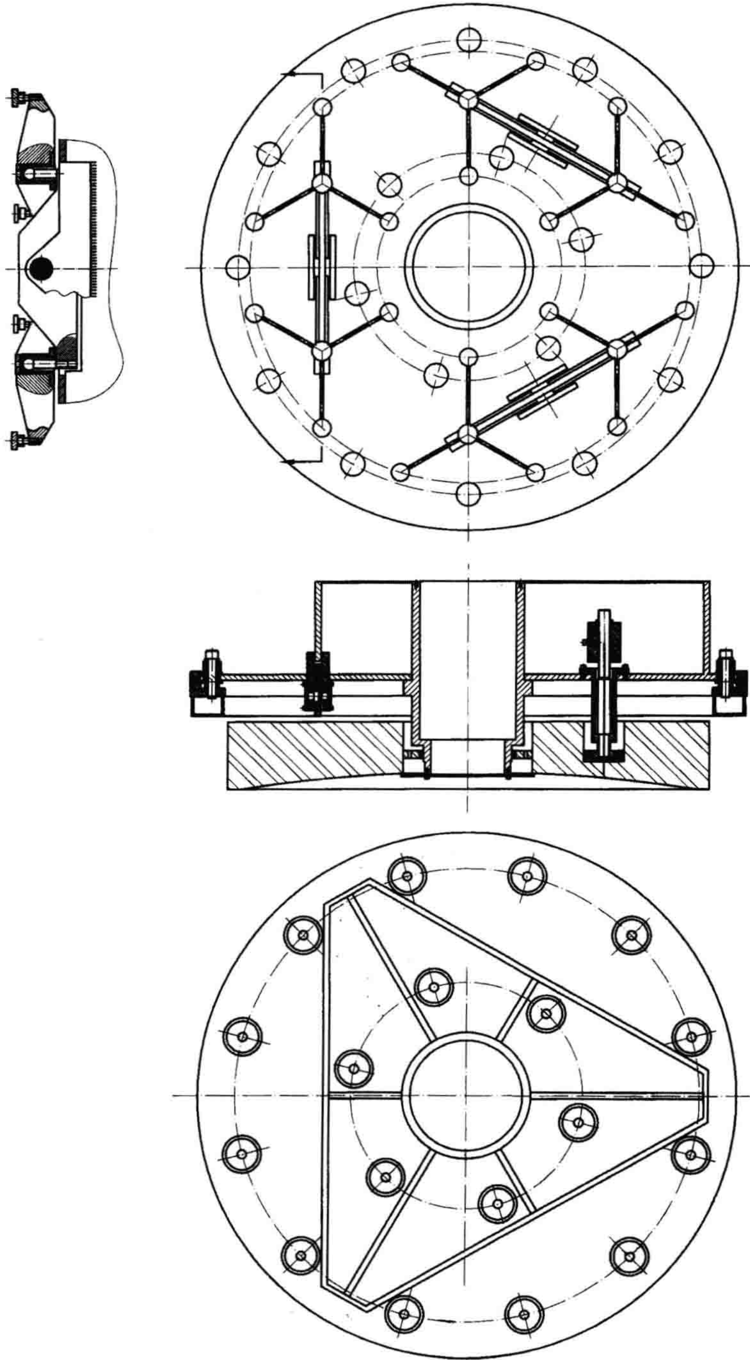


图 20　1 m级主镜的支撑结构

2. KECK 望远镜 1.8 m 子镜的支撑机构

美国KECK望远镜采用“拼镜面主动光学”技术，有效口径为10 m。其直径1.8 m子镜的底支撑采用36点机械浮动机构，称为whiffletree(图21a)，大小浮动梁均采用4英寸的铝质工字型材，转动关节采用十字弹性片簧组合机构；三角支架与小梁之间的万向关节采用柔性铰链组合，这种关节比起滚动轴承摩擦力更小，而且定位可靠；支撑点通过细长拉杆机构与胶合于子镜背面的衬垫连接(图21b)，从而可以补偿两者之间因装配误差和温度变化而引起的相互位置误差。

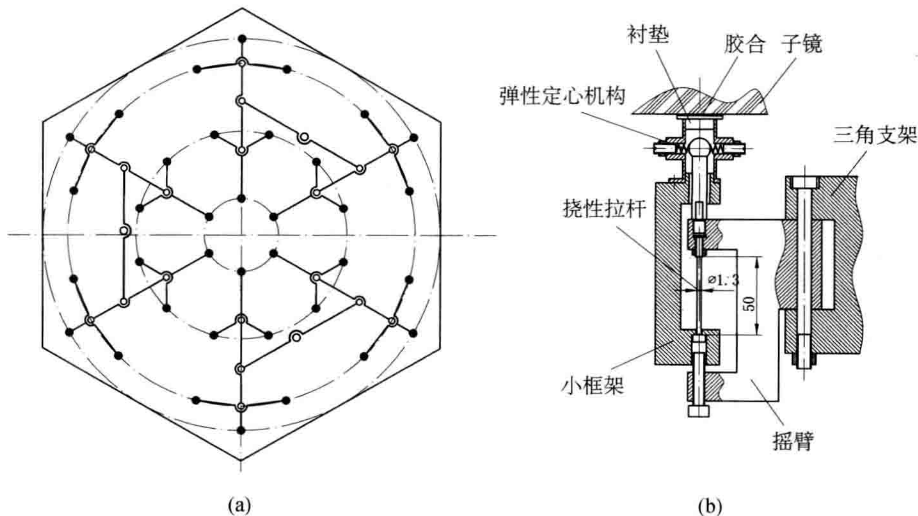


图 21　KECK 望远镜 1.8 m 子镜的支撑机构

KECK望远镜子镜的厚度仅为75 mm，其侧支撑设计有很大难度，先后考虑过几种方案。其中之一是在中心孔(盲孔)内用弹簧薄片支撑(图22a)，这样可以很好定心而又允许轴向有小位移(拼镜面主动光学要求实时调整子镜的倾斜和轴向位置)。但并未解决微晶玻璃和金属之间膨胀系数相差大的问题。图22b的沿切向设置弹性薄片的结构可以解决这一问题，但为了允许子镜有轴向位移，得考虑另加其他机构。

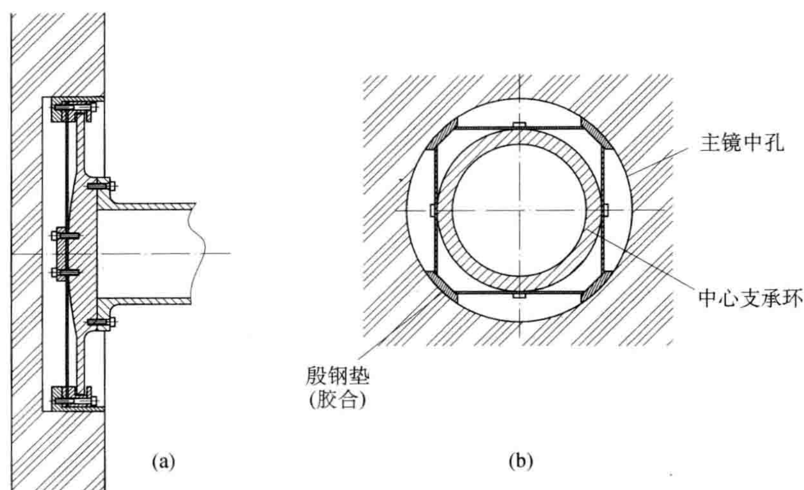


图 22　凯克望远镜 1.8 m 子镜的侧支撑方案

8.5　副镜支撑和调焦机构

1. 常用副镜支撑和调焦机构

图 23 为副镜支撑和调焦机构的一种设计。图中副镜用三个 L 型压紧块压在副镜室的三个定位点上，副镜室安装在调焦机构的内筒上。调焦机构为“密珠轴承”结构，由外筒、内筒、钢球和隔离圈组成，内、外筒经淬硬处理，两者间隙略小于钢球直径（较紧的过盈配合），滚动压入，以达到预紧目的。电机滚珠丝杆部安装在外筒左端，滚珠丝杆的螺母则安装在内筒上。调焦机构的外筒通过三个外伸部分与“四叶架”的内筒相连，配合面为以副镜顶点为球心的球面，而调焦机构外筒的左端则通过三组顶推螺钉与四叶架内筒相连。上述机构用于副镜的倾斜的精细调整。调整时先稍微松开球面连接螺钉，用顶推螺钉调整副镜室的倾斜，调好后再上紧球面连接螺钉。注意四叶架的 4 个叶片偏离镜筒中心，这样是为了提高抗扭转刚度。四叶架的外环（图中未画出）通过螺钉加垫片与镜筒前端法兰相连接，可以做粗略的径向（连接孔开大，并设置顶推螺钉）、前后以及倾斜调整（修改垫片厚度）。

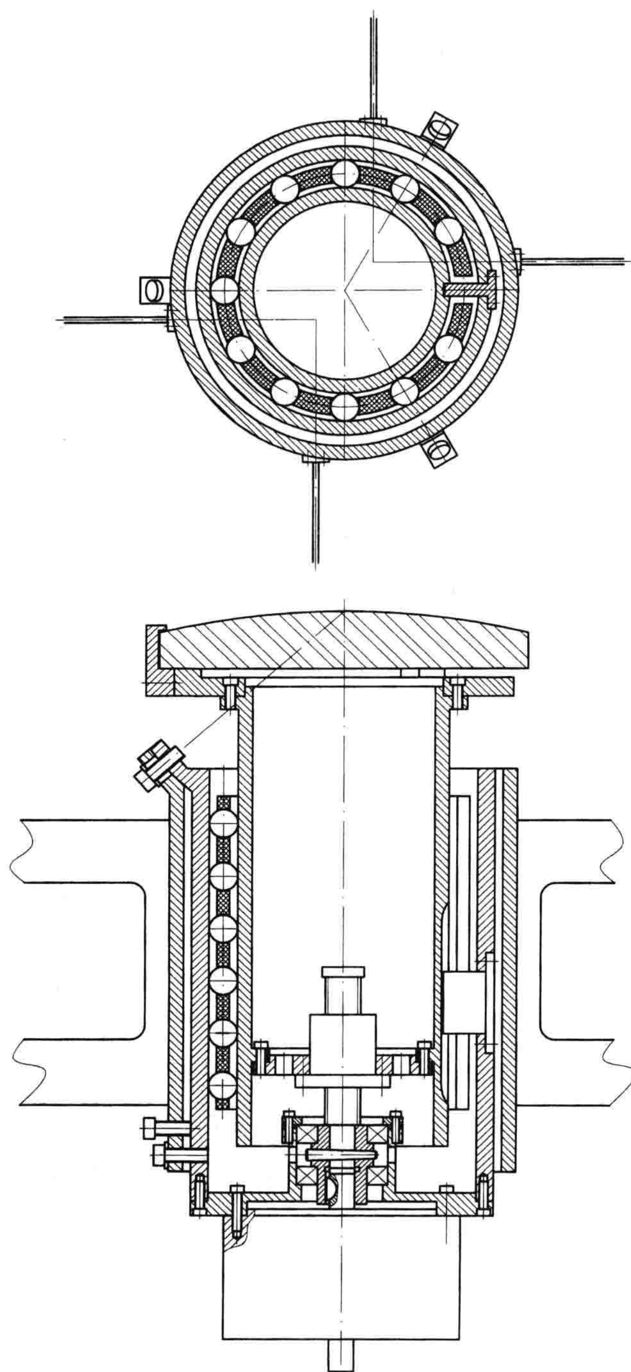


图 23 副镜支撑和调焦机构

2. 用作快速“摆镜”副镜支撑

红外观测为了将较弱的信号从背景中分离出来，要求副镜做快速摆动，即所谓“斩波”。此外，主动光学或自适应光学望远镜也可以将副镜兼作“摆镜”用，用以对光束进行快速实时倾斜调整。图 24 是某 2.3 m 望远镜的摆动副镜机构的示意图。图中直径为160 mm 的副镜被支撑于三个压电晶体促动器(PZT) 上，因为要求每个 PZT 控制灵敏度高达 0.12 μm(总的行程为 30 μm)，而摆动频率为 200 Hz，因此必须考虑反作用力的平衡问题。为此设计将三个 PZT 的中点固定在中间支承环上，上面接副镜室，下面接“平衡质量块”，两者之尺寸相近，质量相等为 1 300 g。

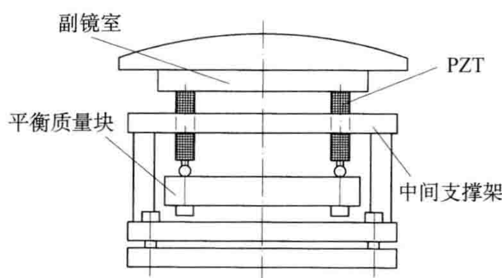
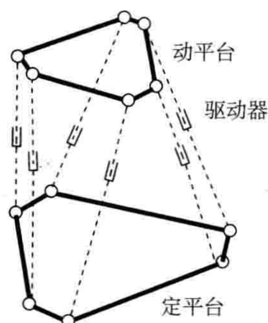


图 24　用作快速“摆镜”副镜支撑

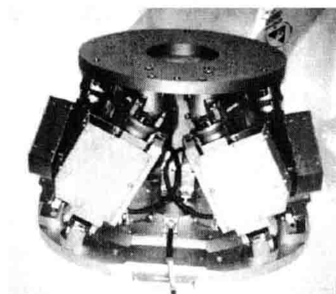
3. 六杆机构可控副镜支撑

六杆机构又称为 Stewart 平台，由英国工程师 Stewart 于 1965 年首先提出。从机器人学科范畴讲，六杆机构属于最简单的一种“并联机器人”。六杆机构主要由“定平台”、“动平台” 和支杆三部分组成，通过改变 6 根支杆的长度或节点位置来直接控制动平台的刚体位移，6 根杆子处于一个层面，用一层机构代替一般的多层机构，大大减小了机构的体积和重量。六杆机构具有刚度好、间隙小、控制精度高的优点，特别是可以进行实时调整。现代望远镜的副镜支撑已广泛采用六杆机构。

六杆机构大致有三种形式：杆长控制式的、轴向移动式的和横向移动式的。



(a) 机构简图



(b) 实物图

图 25　杆长控制式六杆机构

1. 杆长控制式六杆机构

如图 25 所示，该机构的控制自由度是 6 支杆的长度，其优点是刚度好，结构简单，缺点促动器（电机丝杆）与支杆混为一体，尺寸较大。按结构刚度最好原则，每个平台只有 3 个节点，但实际上两根支杆共用一个球铰比较困难，因此实用的设计是动、静平台各有 6 个节点。

2. 轴向移动式六杆机构

如图 26 所示，轴向移动式六杆机构的支杆长度不变，驱动器自由度为定平台节点的轴向移动。其优点是尺寸紧凑，望远镜副镜支撑多数采用这种机构。图 27 是 VLT 光干涉配套用 1.8 m 望远镜的副镜机构，所用六杆机构由瑞士 CSEM 公司生产，分辨率高达 0.2 μm。

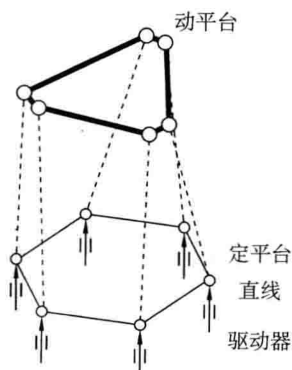


图 26　轴向移动式六杆机构

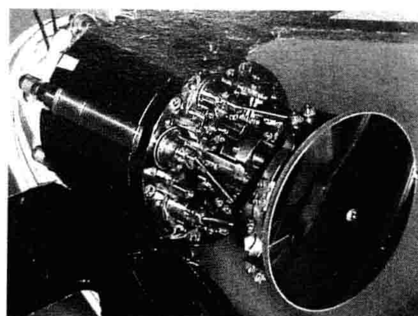


图 27　六杆机构可控副镜支撑

3. 横向移动式六杆机构

如图 28 所示，横向移动控制式六杆机构的支杆长度也固定不变，驱动自由度是定平台节点在本身平面里沿某一特定方向的位移。

相比于前两种六杆机构，该机构的优点是其驱动位移方向与支撑杆轴线之间的角度可以较大，这使得支撑杆轴力之大部分由移动副的导轨来承担，驱动阻力主要是摩擦力，因而所需驱动力较小，并且定位也比较可靠。另外，驱动器也比较容易设置。该机构的缺点是所需横向尺寸较大。

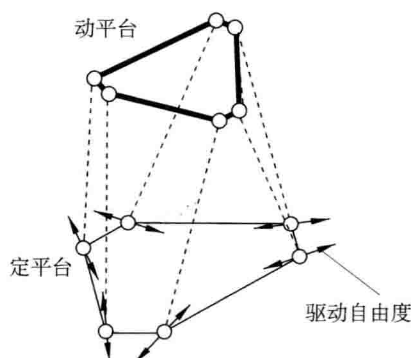


图 28　横向移动控制六杆机构

8.6　安装小型光学零件的结构

1. 小型物镜(或平面镜)的镜室

口径小于 60 mm 的物镜或平面镜可用图 29(a) 所示的镜室安装，配合间隙大于 0.05 mm，最好上下各粘三点(间隔 120°) 不干胶纸，以避免玻璃和金属镜室直接接触，并尽可能消除轴向间隙。较大一点的物镜或平面镜，为了减轻重量，可用图 29(b) 所示的方式安装，采用三个 Z 形压块，垫以纸质物或聚四氟乙烯薄膜，将镜子压紧。

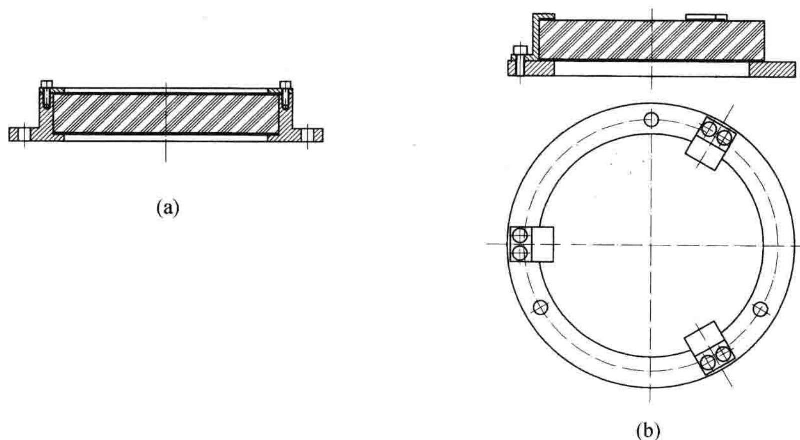


图 29　小型物镜(或平面镜)的镜室

2. 双分离物镜镜室

小型折射望远镜常用双分离物镜，口径在 100 mm 到 400 mm 范围，可采用图 30 所示的镜室。设计要点是：

(1) 物镜与镜室的配合公差应保证在冬天也有一定的间隙，如 0.03 mm(一般情况普通金属的膨胀系数比玻璃的大)，绝对不允许出现过盈的情况。为了在有间隙的情况，物镜不能横向晃动，可以在镜室内圆上粘上几小条不干胶纸。

(2) 轴向用开槽的弹性压圈将物镜压紧。为了使压圈可上下调节，镜室上的孔是轴向腰孔。凹凸两镜之间外缘用三小片铝箔隔开。

(3) 镜室通过其上的球带与镜筒法兰配合，两者的连接为间隔 120° 的同轴调整螺钉，以便于精确调整物镜的光轴方向和轴向位置。

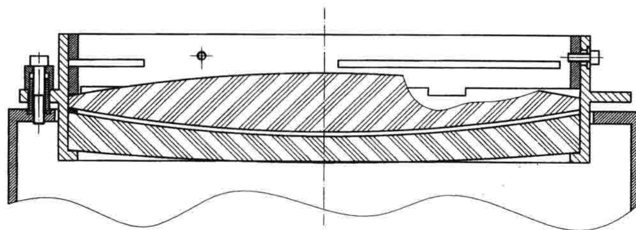


图 30　双分离物镜镜室

同轴调整螺钉的详细结构见图 31。在镜室法兰上有间隔 120° 的三个螺孔，同轴调整螺钉的螺套与之配合。螺套上的螺纹覆盖全长，上部铣成方形，但在四角保留部分螺纹，这样可通过带方孔的六角头带动其一起旋转，以实现上下调整。调整到位后，用中心的内六角螺钉旋紧固定。为了适应镜室相对于镜筒的倾斜，机构上下均配有球面垫圈，并且除了镜筒上的螺孔，其他零件与内六角螺钉之间都有足够的横向间隙。

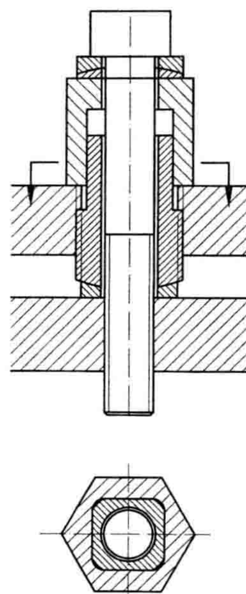


图 31　同轴调整螺钉

3. 小平面镜的调整机构

望远镜光路中常用平面镜来进行转折，如将主光轴方向的光束转向耐氏焦点，以及焦点后继光路的转折等。望远镜光学调整时，平面镜的方向和位置要进行精确的调整。较大的平面镜的装夹特别要充分考虑结构刚度以及装夹可靠性，倾斜调整可采用上述同轴调整螺钉；不重要的，或较小一些的可采用图 32(b) 所示的调整螺钉，即在拉紧螺钉的附近加两个紧定螺钉，一松一紧配合调整。小于 50 mm 的平面镜可采用图 32(a) 所示的调整机构，用中间一个螺钉拉紧，周围三个螺钉前推，此机构设计应注意加强镜室底板的弯曲刚度。

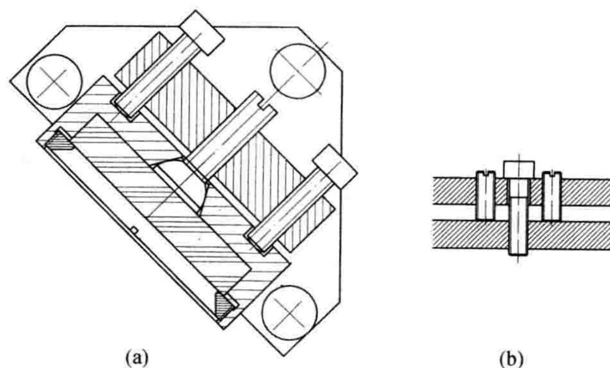


图 32　小平面镜的调整机构

4. 小透镜的调整机构

图 33 为一种小透镜的调整机构，小透镜室与镜座滑动配合，用一个小螺钉在镜座的腰孔内前后调整并固定。此种设计比用螺钉顶紧镜室的方式好，因为所造成的镜室的应力小。

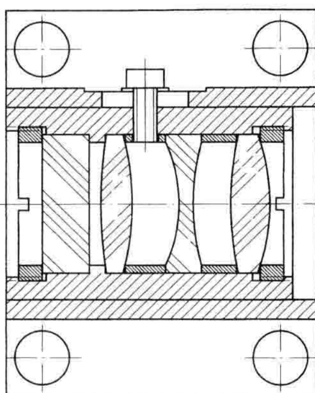


图 33　小透镜的调整机构

5. 直角棱镜的装夹

直角棱镜和平面镜一样也可以用来转折光路，而且有无需镀膜（全反射）、使用寿命长的优点，但存在一定的色差，这可由光学设计解决。直角棱镜的装夹方式有多种，作者推荐如图 34 的设计。主要零件是直角镜室，作为棱镜的定位面，两垂直面的直角精度可用高精度机床加工保证，棱镜斜面用弹簧片压紧，以减小不同材料的膨胀引起的应力。棱镜两侧用薄板封口。

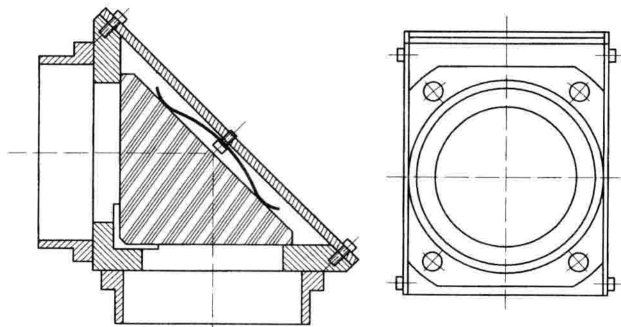


图 34　直角棱镜的装夹

第九章　望远镜总体设计方面的一些问题

9.1　精度分配

9.1.1　影响望远镜成像质量的因素

望远镜总体设计之初要对各部分进行精度分配，为此，应先分析影响望远镜观测质量的因素，这可以用下一页上的图表来表示。

9.1.2　精度分配原则

1. 排除可以校正的误差，避免重复

例如以下各项误差是可以校正的，不应参与精度分配：

(1) 用于主动光学望远镜的低频主镜面形误差；

(2) 具有闭环电路控制的传动机构误差；

(3) 使用导星系统的驱动系统“开环”模式的误差；

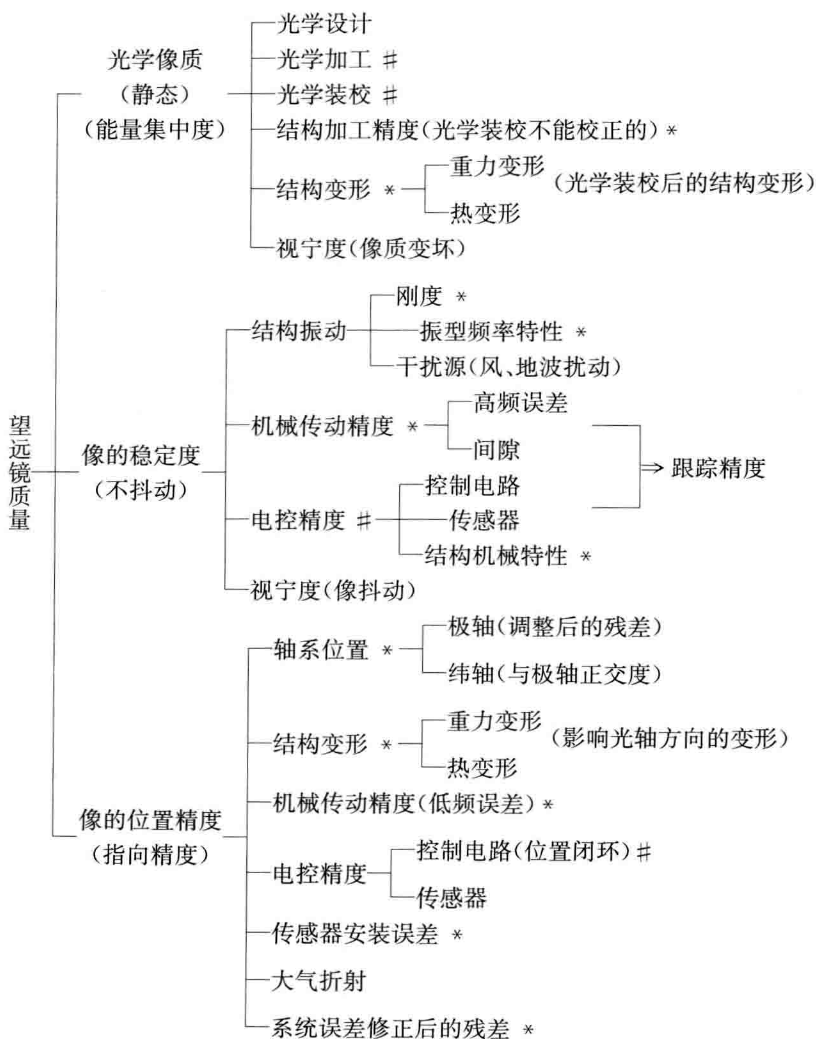
(4) 跟踪误差中可用计算机修正的部分(如轴系误差)。

2. 考虑原则

可选择以下两条原则之一：

(1) 以最终影响效果相等为原则；

(2) 以付出代价相同为原则。



表中，* 号表示与结构总体设计有关的因素，# 号表示与光学、电控有关的因素。

3. 制定依据

主要有以下三种：

（1）数学分析所得函数关系（相当于确定权重的值）；

（2）设计制造经验（容易的部分精度控制得严一些）；

（3）通过部分预研和试制而确定其精度指标。

9.1.3　精度分配举例

图 1 是 Gemini 望远镜设计的精度分配。

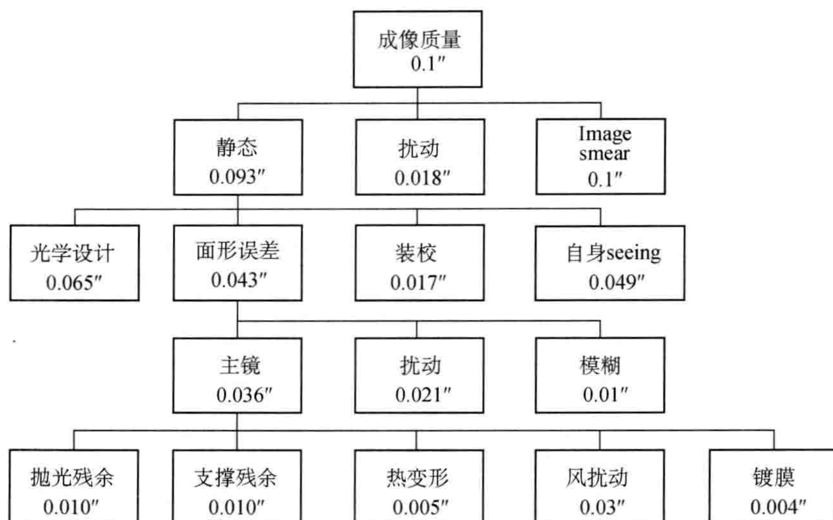


图 1　Gemini 望远镜设计的精度分配

9.2　指向误差和跟踪误差及其通用表示形式

9.2.1　指向误差

指向误差是指望远镜光轴按显示系统达到的方向和预期(理论）方向的差别。一般用均方根误差表示，即多次按显示系统设置望远镜方向，测出目标星的位置误差后进行处理。

一般大望远镜的绝对指向误差较大，其主要成分是由机械制造误差、调整误差、重力变形以及码盘绝对误差等因素所引起的。但这部分误差多为系统误差，与轴系的角度有关。因此望远镜投入运行后通常要建立指向误差的模型，进行系统检测来确定拟合参数。这样，在以后的运行中可以采用修正

后的模型确定轴系位置，以获得较高的指向精度。因此望远镜的指向精度往往可以分为“直接的”和“修正后的”两种。例如日本SUBARU望远镜提出的指向精度如下：

未校正的：方位7.6″(rms)，高度7.6″(rms)；

校正后：方位1.0″(rms)，高度0.91″(rms)。

典型望远镜校正后的指向误差为1″ rms左右。

9.2.2 跟踪误差

跟踪误差是指望远镜在跟踪观测目标的过程中，目标像在望远镜像面(接收器)上的晃动量。一般用一定观测时间内的最大误差(星像的拖长)表示。例如：

英国4.2 m望远镜：0.1″/1 min，0.2″/10 min，

中国2.16 m望远镜：1.0″/30 min。

一般望远镜都采用自动导星系统来提高跟踪精度。如关闭自动导星系统则跟踪误差将随着跟踪时间的推移越来越大。因此，有时可以将跟踪精度表示为“加导星后”和“未加导星的”两种状态下的数据；“未加导星的”状态下的跟踪误差又可以表示为“漂移”和“抖动”两方面，见图2所示。

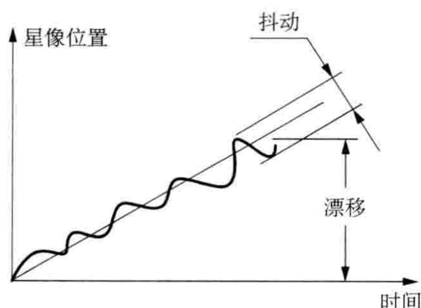


图2　未加导星时的跟踪误差

另外，未加导星状态下的跟踪精度又可以按电控系统有无采用轴角编码器信号反馈而分为“闭环”和“开环”两种状态进行描述。

上面详细的描述对于望远镜的设计阶段的误差分配较为重要。

9.3　驱动力矩计算

一般有减速机构的中小型望远镜的驱动电机力矩可留有较大的富余量，例如可以比实际需要大3倍以上，因为往往计算发现，电机尺寸很小。因此，在进行这方面计算时容许有较大的近似。在此条件下，计算可基于如下原则：一，可以用比较粗略的模型；二，采用偏保险的设计，如独立影响因素的合成按最大值相加原则等。现以某太阳望远镜（图3）为例加以说明。

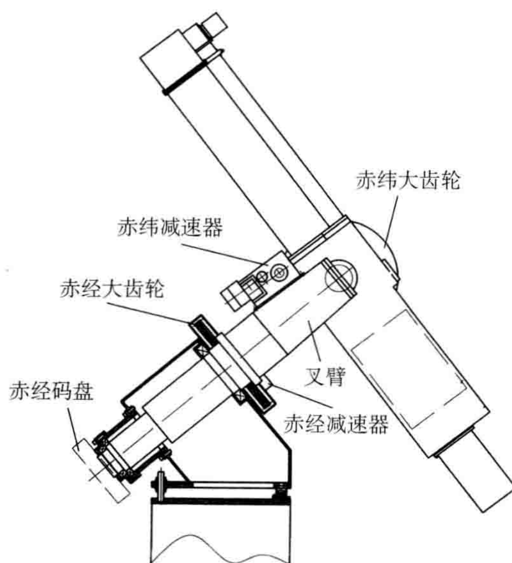


图3　太阳望远镜外观

9.3.1　快动惯性力矩

1. 计算望远镜转动部分对两轴的转动惯量，公式为：

$$I = \sum I_k \cdot i_k^2 \tag{1}$$

式中I为处于k级的物体绕k级轴的转动惯量，i_k为k级到末级的传动比。注意应考虑电机的转动惯量，特别是当电机处于前级，且有较大传动比时。对

太阳望远镜的计算结果为

对纬轴

$$I_{纬} = 245\ \text{kg} \cdot \text{m}^2$$

对极轴

$$I_{经} = 288\ \text{kg} \cdot \text{m}^2$$

2. 按快动速度估计惯性力矩

按设计任务书规定的快动速度为(两轴相同)

$$\omega = 120°/\text{min} = 0.034\ 9\ \text{rad/s}$$

设 $t = 2$ s 达全速,按匀加速计算,得快动角加速度为

$$w = \omega/t = 0.017\ 5\ \text{rad/s}^2$$

因此得(最大)惯性力矩:

对纬轴

$$M_{纬} = w \cdot I_{纬} = 0.017\ 5 \times 245 = 4.3\ \text{N} \cdot \text{m}$$

对极轴

$$M_{经} = w \cdot I_{经} = 0.017\ 5 \times 288 = 5.0\ \text{N} \cdot \text{m}$$

9.3.2 摩擦力矩

滚动轴承的摩擦系数约在 0.01 ~ 0.001 之间。因为影响因素较多,包括轴承尺寸、滚动体类型和尺寸、滚道形状和尺寸、载荷方向和大小(轴向和径向载荷比例)、游隙大小以及预紧程度等,所以不大好用统一的公式进行计算,主要应通过实验得到。但对于中小型望远镜不妨采用较为保守的数据,如将摩擦系数定为 0.01。在此条件下求得望远镜两轴上的摩擦力矩为

对纬轴

$$M_{纬} = 5.3\ \text{N} \cdot \text{m}$$

对极轴

$$M_{经} = 13\ \text{N} \cdot \text{m}$$

9.3.3　风载力矩

风载荷对望远镜的扰动主要在动态方面。但是由于风荷的随机性，动力学模型的建立和解算都比较困难，大型望远镜在这方面采用试验和分析相结合的方式，特别是对已经初步设计好的结构要进行验证计算。对于中小型望远镜，特别是在方案设计中，不妨假设风荷为静载荷进行分析，并在此基础上加较大的安全系数作为设计依据。对于静态风荷有现成的计算公式如下：

$$P = 9.8k\frac{v^2}{16}A \tag{2}$$

式中 P 为物体所受压力(N)，A 为受风投影面积(m^2)，v 为风速(m/s)，对望远镜而言常用风速见下表(风速太高时望远镜不工作)：

级别	4	5	6	8
风速(m/s)	8	11	14	21

k 为与受风面形状有关的系数，对望远镜常用的有两种：

平面：$k = 1.2$；　圆柱面：$k = 0.7$。

根据以上公式以及望远镜的实际形状尺寸，并只考虑最不利的情况——仅仅在镜筒的前半段受风，分别求得太阳望远镜两轴上的风载荷力矩为

赤纬：

$$M_{纬} = 25\ \text{N}\cdot\text{m}$$

赤经：

$$M_{经} = 25\ \text{N}\cdot\text{m}$$

9.3.4　合力矩和电机力矩

将以上三种载荷产生的力矩，再加上为消除传动间隙的、由“反力矩电机-传动箱”施加的反力矩，一起作用于望远镜的轴系上。太阳望远镜传动系统选择图 4 方案，赤经、赤纬两轴的主驱动相同：前级小蜗轮减速比为 15，中

间齿轮减速箱加末级大齿轮的速比为192。反力矩系统比主驱动缺少前级小蜗轮减速，其余相同，总速比为192。根据这些条件，可以计算出主驱动电机的总力矩。先用下表计算折算到主驱动电机轴上的力矩值(单位:N·m)。

			纬轴	极轴
惯性力矩			4	5
摩擦力矩			5	13
风载力矩			25	25
合力矩			34	43
	传动比	传动效率		
反力矩电机力矩	192	0.5	0.35	0.44
驱动电机力矩	192×15	0.3	0.04	0.05

根据表中数据，对纬轴，反力矩电机力矩折算到主驱动电机轴上的力矩为

$$\frac{0.35\ \mathrm{N \cdot m}}{15 \times 0.3} = 0.08\ \mathrm{N \cdot m}$$

主驱动电机首先要克服反力矩电机施加的折算力矩，剩余的力矩用作驱动望远镜，所以主驱动电机的总力矩应为两者之和：

$$M_{纬} = 0.04 + 0.08 = 0.12\ \mathrm{N \cdot m}$$

用同样方法计算，得极轴主驱动电机的力矩为$M_{极} = 0.15\ \mathrm{N \cdot m}$。最后，加上余量后，极轴和纬轴主驱动电机按最大输出力矩不小于0.3 N·m来选取，反力矩电机按输出力矩0.4 N·m来选取。

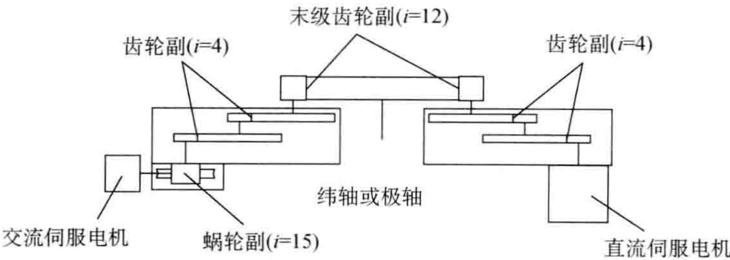


图4　太阳望远镜传动系统简图(赤经、赤纬相同)

9.4 望远镜的轴系误差的检测和调整

9.4.1 望远镜的轴系误差

望远镜的指向误差是指码盘指示误差与目标天体实际位置的差别。引起望远镜指向误差的因素主要有以下几种：

(1) 轴系方向误差(加工误差或装校残余误差，纯几何性质误差)。

(2) 轴系不稳定性误差(如轴承跳动和机械间隙等，机械误差)。

(3) 结构变形误差(由重力、风力和温差等引起，物理性质误差)。

(4) 码盘误差(计量设备误差)。

上述各项是望远镜本身的误差，除此以外还有因大气密度随高度变化引起的“大气折射”误差。大气折射误差与观测目标天顶距有关，当温度为0 ℃，大气压为760 mm水银柱时，大气折射误差为

$$\rho = Z_0 - Z = 60''.29\tan Z - 0''.066\ 9\tan^3 Z$$

式中 Z_0 为实际天顶距，Z 为视天顶距。

以上各种因素中有的是系统误差，如轴系方向误差、重力变形误差、码盘长周期误差以及大气折射误差等，一般大望远镜在投入运行时应对其进行改正，否则指向误差太大。改正的方法最好是通过分析得出误差与望远镜指向之间的函数关系，但由于望远镜结构的复杂性，不是对所有误差因素的影响都易于进行分析，因此比较流行的做法是在假设拟合模型的基础上通过实测求拟合参数的方法。

为了叙述方便起见，这里统一将望远镜的两根轴称为经轴和纬轴：经轴即为赤道式望远镜的极轴或地平式望远镜的方位轴，纬轴即为赤道式望远镜的赤纬轴或地平式望远镜的高度轴。在上述各种误差中，轴系方向误差(简称轴系误差)纯属几何性质的误差，主要包括经轴的倾斜误差、两轴不正交误差以及光轴与纬轴的不正交误差(视准误差)。下文就此类误差与指向误差的关系进行分析，并给出有实用意义的计算公式，分析结论也适用于经

纬仪等两轴测量仪器。

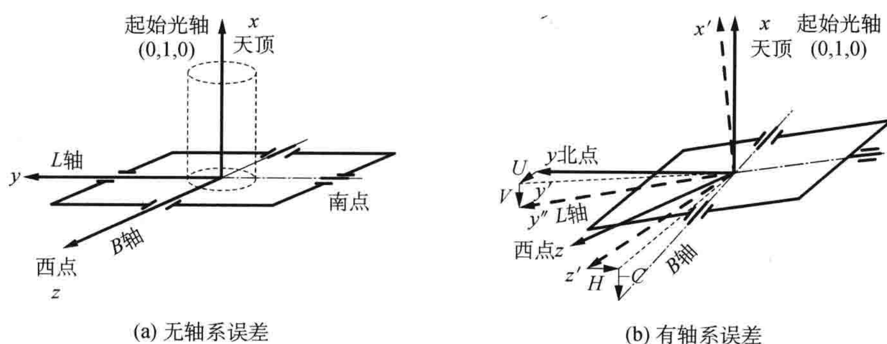
为了明确定义轴系误差，图 5 以水平式机架为例加以说明。定义起始状态下望远镜的光轴、经轴(L 轴) 和纬轴(B 轴) 两两正交，构成三维直角坐标系(绝对坐标系)，分别为 x 轴、y 轴和 z 轴(图 5a)。假定两机械轴是几何意义上的直线，在转动过程中没有变形。

望远镜的轴系误差有：

经轴方向误差 U 和 V；

经轴和纬轴的不正交误差 H；

光轴和纬轴的不正交误差(视准误差)C。



(a) 无轴系误差　　(b) 有轴系误差

图 5　水平式望远镜的绝对坐标系和起始位置

图 5(a) 为无轴系误差的情况，三轴构成绝对坐标系；图 5(b) 表示各项轴系误差的产生过程，并由此给以定义。先将绝对坐标系绕 x 轴转过 U 角，成为 x-y'-z' 坐标系，再将后者绕 z' 轴转过 V 角，成为 x'-y''-z' 坐标系，其中 y'' 轴即为实际的经轴(L 轴)；在此基础上，再将 z' 轴先后绕 x' 轴转过 H 角，绕 y'' 轴转过 C 角，便到达实际纬轴(B 轴) 的位置。以上各项误差角度均以右手(旋转)法则确定正负。注意，起始位置的光轴仍然沿绝对坐标的 x 轴(指向天顶)。

9.4.2　由望远镜轴系误差引起的指向误差

望远镜的指向误差定义为：从起始位置(光轴沿绝对坐标 x 轴) 开始，经两机械轴转动一定角度后，光轴应该到达的天球位置(无轴系误差情况) 和实际到达的天球位置(有轴系误差情况) 之差。

为了对各种两轴望远镜(赤道式、地平式和水平式)给出通用公式,分别用$\Delta\lambda$和$\Delta\Phi$表示在经轴和纬轴方向上的指向误差,均以右手(旋转)法则确定正负。

在轴系误差为小量的前提下,它们引起的指向误差为(推导从略):

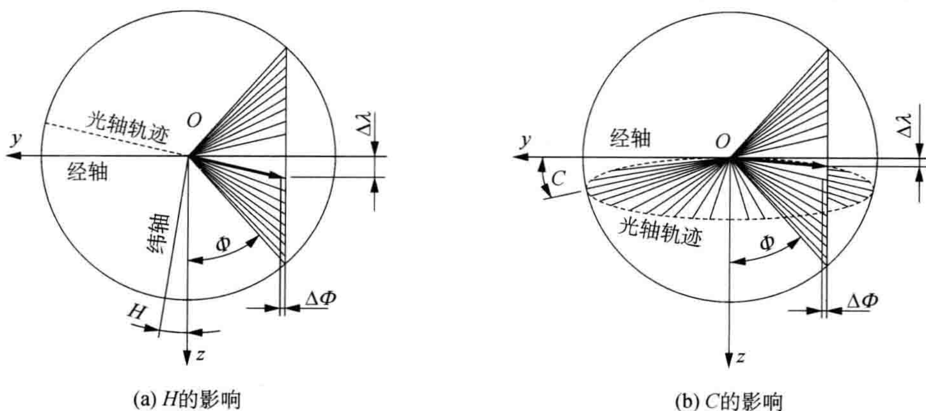
$$\left.\begin{aligned}\Delta\lambda &= -U\tan\Phi\cos\lambda - V\tan\Phi\sin\lambda - H\tan\Phi - C\frac{1-\cos\Phi}{\cos\Phi}\\ \Delta\Phi &= -U\sin\lambda - V(1-\cos\lambda)\end{aligned}\right\} \tag{3}$$

式中,Φ、λ分别为经轴转过的角度和纬轴转过的角度。按天文习惯,在图5坐标系中,λ取顺时针方向为正,如对赤道坐标系,时角t向西为正。

9.4.3　用观测结果求望远镜轴系误差

对已知位置的星进行多次观测,测出各光轴的位置λ、Φ以及相应的角度误差$\Delta\lambda$、$\Delta\Phi$之后,应用3式和最小二乘法,即可求得望远镜的轴系误差U、V、H、C。

一个有趣的事实是,由3式中的第二式知,在一阶近似条件下,$\Delta\Phi$只与U、V有关,而与H、C无关。这一点可用图6加以说明。图示平面为绝对坐标系的y-z平面,光轴起始位置沿x轴。先转动纬轴,在此过程中,两轴不正交误差H使得光轴旋转的轨迹成为与纬轴垂直的平面(图a中的虚线,纬轴处于yz平面内);而视准误差C使得光轴旋转的轨迹成为一个半顶角为$90°-C$的圆锥(图b中的虚线,纬轴稍向前翘,离开yz平面),圆锥的一根母线与x轴重合。当到达Φ时,主要产生误差$\Delta\lambda$,而$\Delta\Phi$则是小量。由图可见这一特点



(a) H的影响　　(b) C的影响

图6　两轴不正交误差和视准误差对测量误差的影响

对两种情况是共同的。而且当再转动经轴时上述误差将保持不变(经轴的转动使光轴形成半顶角为 $90^\circ - \Phi$ 的圆锥面)。

因此一个省事的方法是先多次测量 $\Delta\Phi$,并应用3式的第二式求出 U、V,然后测量 $\Delta\lambda$,并用第一式求 H、C。

9.4.4 根据观测结果调整望远镜经轴方向

望远镜安装完成后必须精确调整经轴的方向。下面以赤道式望远镜为例来说明求极轴方向误差的方法。这时3式的第二式写为

$$\Delta\delta = -U\sin t - V(1-\cos t) \tag{4}$$

式中 t 为时角,δ 为赤纬。对于两种误差 U 和 V,光轴所走的轨迹是不同的,现用图解的方式加以说明。图7表示极轴水平方向误差(U)的影响。图中光轴初始位置为 $t=0, \delta=0$,当极轴转动时光轴逐渐离开天赤道平面,光轴轨迹为与天赤道平面相交于光轴初始位置的平面,二面角等于 U;图8表示存在高度方向误差 V 的情况:光轴轨迹是以坐标原点 O 为顶点,半顶角为 $90^\circ - V$ 的圆锥面,圆锥面有一条母线为 x 轴(在天赤道平面内)。

对已知位置的星进行不同时角 t 的多次观测,测出赤纬误差 $d\delta$ 后,应用4式和最小二乘法,即可求得极轴误差 U 和 V。

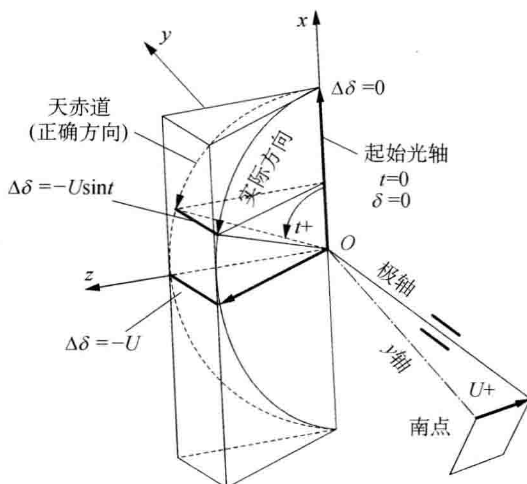


图7 极轴水平误差(U)对光轴方向的影响

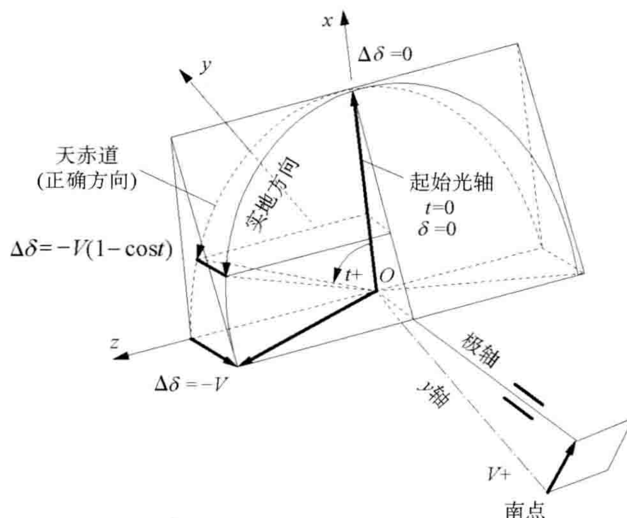


图 8　极轴高度误差(V) 对光轴方向的影响

上述方法的缺点是一次跟踪观测要花较长的时间。更直接和省时的方法是仅在时角 0° 和 90° 处观测两个较短的时段，就可分别测出 U、V 的值。其原理是，对 4 式进行微分，得

$$d(\Delta\delta) = -(U\cos t + V\sin t)dt \tag{5}$$

由此得：

$$t = 0°(\text{中天}), \qquad d(\Delta\delta)/dt = -U;$$

$$t = 90°, \qquad d(\Delta\delta)/dt = -V。$$

最后应说明，光轴方向的误差和星象在视场中的位置误差方向是有可能相反的，但这一点易于通过试观测来加以判别。

9.5　平衡调整

9.5.1　平衡调整和望远镜机架形式的关系

望远镜总装完成后必须进行平衡调整，才能避免不平衡力矩对驱动控制的干扰。

平衡是指转动部分的重心应落在旋转轴上。

对地平式望远镜，其方位轴与重力方向一致，即使转动部分的重心未落在轴上，也不会带来转动方向上的力矩，因此一般允许稍有偏离，可不作调整；但由于重心偏离会增大转动摩擦阻力，故而也不希望太大。

地平式望远镜的高度轴、水平式望远镜的两轴以及赤道式望远镜的两轴均需进行平衡调整。下面主要讨论赤道式望远镜的平衡调整。

9.5.2 赤道式望远镜的平衡调整

1. 调整顺序

因赤道式望远镜的第一轴为极轴，纬轴装于极轴之上，故而必须先调纬轴平衡，后调极轴平衡。只有这样，调极轴平衡才不会破坏纬轴的平衡。下面主要讨论纬轴平衡，至于极轴平衡就简单多了。

2. 不平衡力矩测定方法

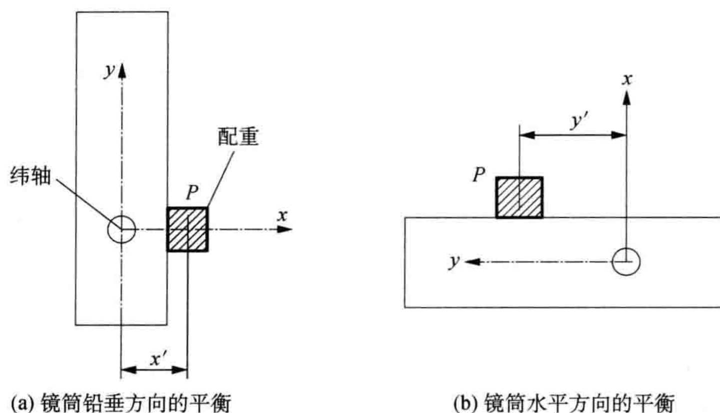
一般可以用弹簧测力器在转动体上的某一点沿切向测出不平衡力矩。但是必须剔除转动的摩擦力矩，方法是从静止状态开始沿正负两个方向拉动转动体，直到转动体刚刚开始转动为止，并记下力矩值，这两个力矩之差即为不平衡力矩的两倍。

3. 直接测不平衡力矩和调整的方法

对于镜筒而言，在垂直于纬轴平面内有两个特征方向：即光轴方向和厚度方向。从结构上讲，沿着这两方向加配重比较方便。因此如光轴既可以处于铅垂方向又可以处于水平方向，则可测出两特征方向的不平衡力矩，并直接进行调整（图 9），也可先计算出镜筒重心位置而后计算配重。

1）直接调整

一般而言，镜筒沿光轴方向较长，在此方向上加平衡重（块）可以获得较大的力臂。因此不妨先在光轴铅垂的状态下测不平衡力矩（图 9a），设在适合放置平衡重的位置（坐标 x'）需加平衡重为 P。然后使光轴转到水平位置，沿光轴方向移动上述平衡重直到平衡为止（图 9b）；如仍有残余不平衡，则可以再加平衡重，但必须使其在厚度方向对称（如可上下各加一块平衡重），以保证补充平衡重的重心落在光轴上。



(a) 镜筒铅垂方向的平衡　　(b) 镜筒水平方向的平衡

图 9　纬轴平衡的直接调整

2) 由重心位置计算配重

沿镜筒特征方向建立坐标系，取光轴方向为 y 轴，厚度方向为 x 轴。

设重心位置为 x，y，镜筒重量为 G，允许加配重的位置为 x_1，y_1，x_2，y_2，…，各配重的重量为 P_1，P_2，…，则平衡条件为

$$\left.\begin{aligned} x_1P_1 + x_2P_2 + \cdots = xG \\ y_1P_1 + y_2P_2 + \cdots = yG \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

在满足上式条件下，各配重及其坐标可以自由调整。在开始时，重心位置 x，y 为未知数，可先用尝试方法加若干平衡重使系统达到平衡，由上式求出 x、y。然后再用上式求合适位置的平衡重。

4. 镜筒不能到达铅垂或水平位置的情况

有些太阳望远镜的镜筒不能到达铅垂或水平位置，在这种情况下建议用如下方法进行调整。

如图 10 所示，保持镜筒特征方向的坐标系($x-y$)，同时建立地平坐标系，取水平方向为 x_0 轴方向，天顶方向为 y_0 轴方向。

设镜筒天顶距为 Z，镜筒重量为 G，重心坐标为 x、y。在此状态下测出不平衡力矩为 M，则通过坐标转换可求出重心离开纬轴的水平距离为

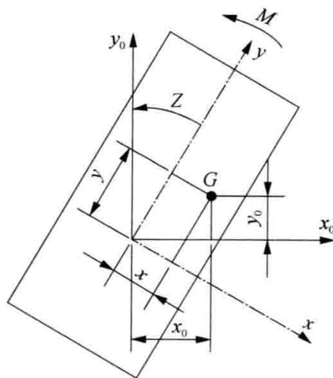


图 10　镜筒不能到达铅垂位置的测量方法

$$x_0 = x\cos Z + y\sin Z$$

因此

$$x\cos Z + y\sin Z = M/G$$

调整镜筒天顶距,进行两次测量,有

$$\left.\begin{aligned} x\cos Z_1 + y\sin Z_1 &= M_1/G \\ x\cos Z_2 + y\sin Z_2 &= M_2/G \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

由此方程组解出镜筒重心坐标 x、y,然后再按前面的方法计算配重。

5. 极轴平衡调整

调极轴平衡时应在叉臂或相应的零部件上加配重。一般叉臂也有两个特征方向,因此可分别在两个特征方向进行调整(加配重,图 11)。注意由于极轴倾斜关系,测不平衡力时应沿铅垂方向进行(图 12)。

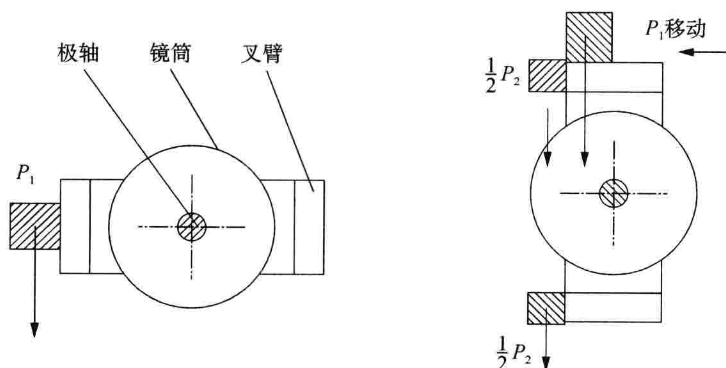


图 11　极轴平衡调整

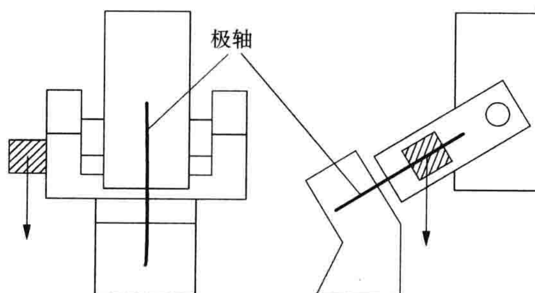


图 12　测力方向

9.6　镜筒消杂光

望远镜镜筒须采取消杂光措施。主要有以下几种方法：

首先是镜筒内壁全部涂无光黑漆，以减少杂光的漫反射。

对于桁架式卡焦望远镜，可在主镜中孔前以及副镜外缘处加遮光筒，大小以不妨碍副镜受光为准，可用作图法确定尺寸(图 13)。

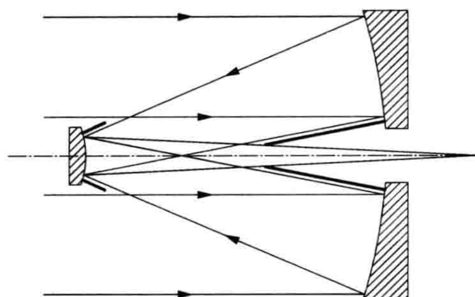


图 13　反射望远镜消杂光措施

对于折射望远镜，可在物镜前端加遮光筒，遮光筒前端口径应不妨碍视场边缘的光线通过，可用作图法确定尺寸(图 14)。因该遮光筒可以同时起到防止物镜结露的作用，故也称“露罩”。作为露罩作用，长度越长越好，至少不小于物镜口径。除此以外，镜筒内壁需设置多个消杂光光阑，内径以最大斜光线能通过为准。

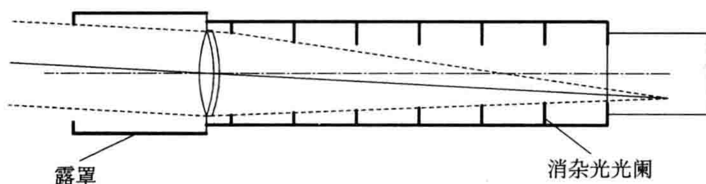


图 14　折射望远镜消杂光措施

图 15 为日冕仪镜筒结构。因日冕较之日面本身亮度太弱，故而不但要用视场光阑(带有反光镜的挡光板) 将日面像完全阻挡，并反射到镜筒以外，而

且要采取严格的消除杂光的措施。除了采用上述折射望远镜同样的措施外，特别在孔径光阑的共轭位置设置一个可以阻挡由前者衍射所产生的杂光的光阑，称为“里奥光阑”（日冕仪由法国天文学家里奥发明）。除此以外，为了最大限度消除杂光，日冕仪的透镜可采用单透镜，以减少反射面的数量，并且对镜面光洁度和镀膜也有苛刻要求。

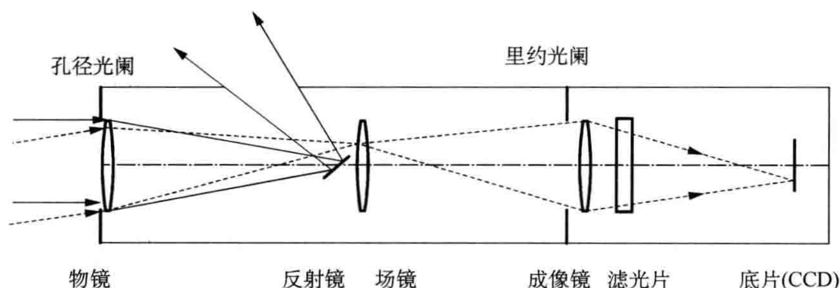


图 15　日冕仪消杂光措施

9.7　太阳望远镜导星

CCD 器件发明后恒星望远镜的导星信号采集变得非常容易。但对太阳望远镜，由于太阳像较大，达 $32'$，而且亮度极高，因此所用方法可有所不同。

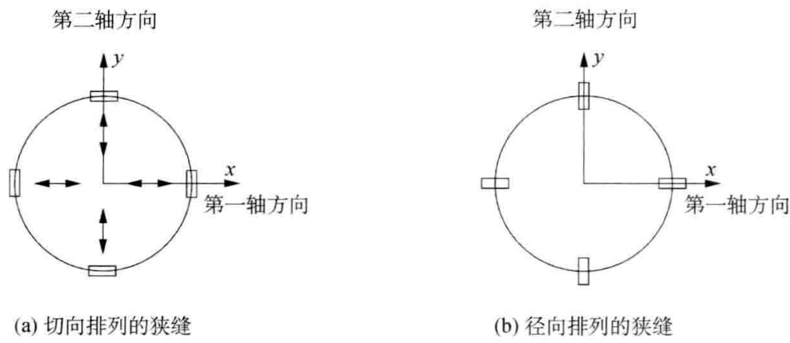
9.7.1　全日面像导星

全日面望远镜可利用太阳像边界进行导星。

1. 狭缝-光电管日面位置检测

在太阳像的边缘按 x-y 二维方向（y 轴沿第二轴运动方向）设置两对狭缝，各狭缝后放置光电管。每一个方向用两端光电管的光电流之差来作为跟踪误差校正信号。

狭缝的走向可分切向（图 16a）和径向（图 16b）两种，各有优缺点：切向狭缝灵敏度较高，但为了适应太阳视半径的周年变化（$944'' \sim 976''$），狭缝径向位置要作定期调整；径向狭缝则相反。

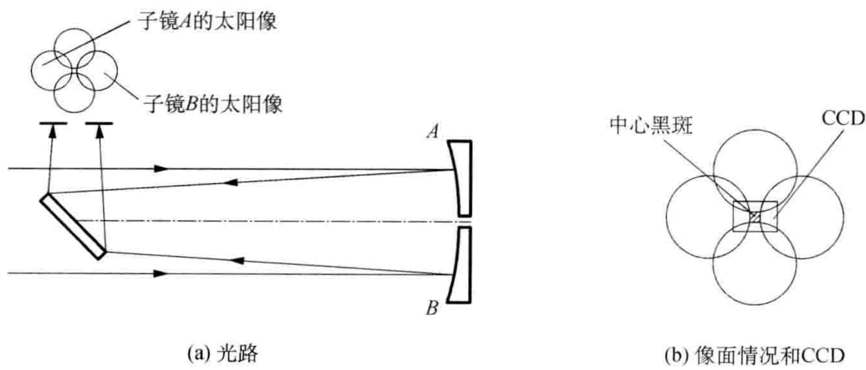


(a) 切向排列的狭缝　　(b) 径向排列的狭缝

图 16　全日面太阳像导星

2. 拼接太阳像—CCD 导星

此方法由作者提出，并在多台太阳望远镜上成功实施，已被授予专利。方法的要点是通过将导星镜物镜（反射镜）分割的方法在像面上获得四个太阳像，适当调整子镜倾角使其分别在太阳像边缘的四个不同的极端位置上相交，合围而构成一个中心黑斑。由于此黑斑尺寸比整个太阳像要小得多，因此便于用一般的 CCD 来接受并进行导星。见图 17 所示。这种导星方法的另一优点是基本不受一年四季太阳像大小变化的影响。



(a) 光路　　(b) 像面情况和CCD

图 17　拼接太阳像—CCD 导星

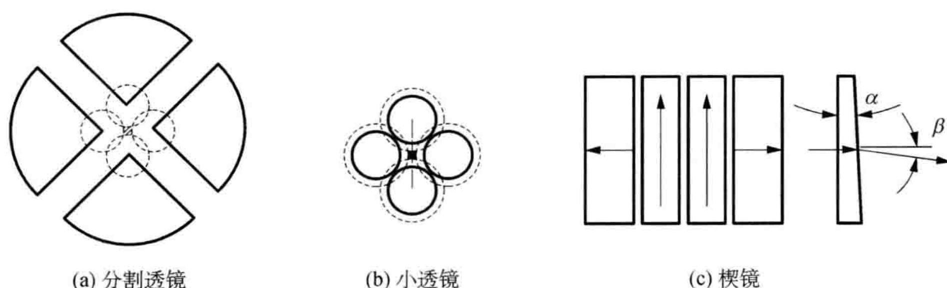
将太阳像拼接的方法，除了上述用分割反射镜以外还有其他方法，主要有：

(1) 用分割的透镜，通过调整子镜之间的距离来调整太阳像的间距（图 18a）。

(2) 用 4 块小透镜，透镜直径小于太阳像直径，通过调整小透镜之间的距离来调整太阳像的间距(图 18b)。

(3) 物镜(透镜) 之前加 4 块“楔镜”(图 18c)，楔镜楔角要使得正入射的光偏转半个多一点的太阳像(17′)。该方法的好处是免去了调整的麻烦。光偏转角度 β 与楔镜折射率 n 以及楔角 α 的关系如下：

$$\beta = (n-1)\alpha$$



(a) 分割透镜　(b) 小透镜　(c) 楔镜

图 18　使太阳像分离的几种方法

9.7.2　相关跟踪(导星)

以上所讲的太阳望远镜导星都要利用太阳边界，它不能用于仅有太阳局部像的情况。对此类望远镜，“相关跟踪(导星)”是比较理想的方法。

考察先后观测到的两幅太阳局部图像，如果两者采集时间间隔很短，则可以认为太阳活动和观测系统变化不大，因而两者差别主要在于两维方向的整体偏离，只要求出此偏离量的大小和方向，就可以对望远镜的跟踪运动实施校正。为此，以前一幅图像为参考图像，将以后观测到的一幅图像作一系列二维移动后与前者比较，寻找两者“最相似”的位置，并记下移动量。数学上，“最相似”可以描述为“两函数乘积在图幅范围内的积分，即相关函数值为极大”，而相关函数的自变量就是该移动量。于是，与相关函数极大值对应的移动量就等于两者的实际偏离量。经过一定时间后，要换用另一幅参考图像，以免由于太阳活动而引起图像变化。

为了叙述简单，设局部太阳像为一维形式的亮度函数。图 19(b) 表示先采图像 $I_1(x)$ 作为参考图像，然后再采图像 $I_2(x)$，图 19(a)、(c)、(d) 表示将

后者分别移动 δ_1、δ^* 和 δ_2 之后的情况，其中图 19(c) 使相关函数为极大，因而 δ^* 为最佳移动量。接下来再重复采集和处理图像，并作跟踪校正。

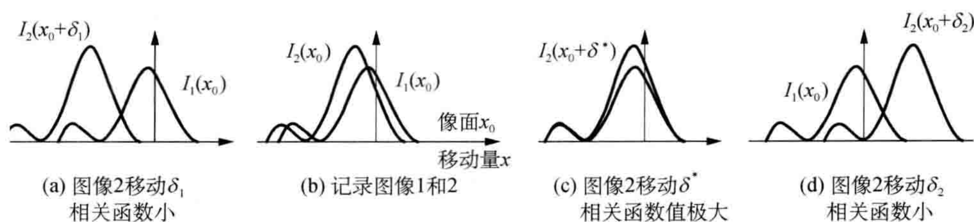


图 19　相关跟踪原理

按互相关函数定义，两图像亮度 $I_1(x,y)$ 和 $I_2(x,y)$ 的相关函数为(注意亮度为实函数)：

$$C'_{1,2}(\delta_x,\delta_y)=I_1(x,y)\bigstar I_2(x,y)=\iint_{-\infty}^{+\infty}I_1(x,y)I_2(x+\delta_x,y+\delta_y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y$$

为了剔除图像总体亮度变化的影响，一般取归化的形式：

$$C_{1,2}(\delta_x,\delta_y)=\frac{\iint_{-\infty}^{+\infty}I_1(x,y)I_2(x+\delta_x,y+\delta_y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\left[\iint_{-\infty}^{+\infty}I_1^2(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\iint_{-\infty}^{+\infty}I_2^2(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right]^{1/2}}$$

应用相关定理(参考第 3 章 18 式)，上式分子可写为

$$分子=\mathscr{F}^{-1}\{\overline{\mathscr{F}\{I_1(x,y)\}}\mathscr{F}\{I_2(x,y)\}\}$$

上式子中，$\mathscr{F}$ 为傅里叶变换符号，$\mathscr{F}^{-1}$ 为逆傅里叶变换符号，横杠为共轭复数符号。应用匹兹伐(Parseval)定理：

$$\int_{-\infty}^{+\infty}|f(x)|^2\mathrm{d}x=\int_{-\infty}^{+\infty}|\mathscr{F}\{f(x)\}|^2\mathrm{d}f$$

上式分母各项可写为频率空间形式，如第一个积分为

$$\iint_{-\infty}^{+\infty}I_1^2(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y=\iint_{-\infty}^{+\infty}[\mathscr{F}\{I_1(x,y)\}]^2\mathrm{d}f_x\mathrm{d}f_y$$

因此有

$$C_{1,2}(\delta_x,\delta_y)=\frac{\mathscr{F}^{-1}\{\mathscr{F}\{I_1(x,y)\}\mathscr{F}\{I_2(x,y)\}\}}{\left(\iint_{-\infty}^{+\infty}[\mathscr{F}\{I_1(x,y)\}]^2\mathrm{d}f_x\mathrm{d}f_y\iint_{-\infty}^{+\infty}[\mathscr{F}\{I_2(x,y)\}]^2\mathrm{d}f_x\mathrm{d}f_y\right)^{1/2}}$$

在此基础上，再采用快速傅里叶变换，可以将一系列繁琐的积分计算过程大大简化，使每幅图像的处理时间缩短到毫秒量级，从而达到实时跟踪(导星)

的目的。

有文献建议在进行上式计算时，限制空间频率范围，即忽略对低频的积分，认为这样可以加大相关函数的锐度，从而有利于提高进一步求极大值处的移动量的精度。

用以上方法计算的相关函数是以移动量 δ_x、δ_y 为自变量的离散函数，为了进一步求极大值，需进行曲面（一般用抛物面）拟合。

在完成第二幅图像的处理并对控制系统送偏离信号后，再进行第三幅图像的采集和处理，如此等等。

由于相关跟踪的校正频率较高（几百 Hz），因此不可能直接去校正转动惯量很大的望远镜的轴系驱动，而是去控制转动惯量很小的快速摆镜。图 20 为其系统简图。

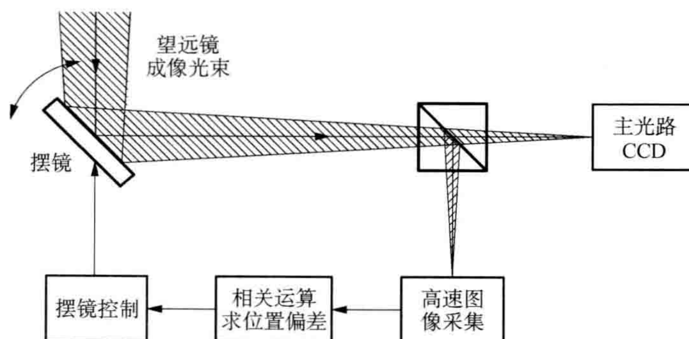


图 20　相关跟踪系统简图

第十章　主动光学基本原理

10.1　概述

传统望远镜向大型化发展所面临的主要问题之一是主镜太重，并且镜面变形太大。上世纪 80 年代欧洲南方天文台研制成功的 3.5 m"新技术望远镜"首创了"薄镜面主动光学技术"，很好地解决了这两个问题，具有革命性意义。在此基础上后来又成功研制了 8 m VLT 望远镜。

虽然薄镜面主动光学开了对主镜面形进行实时校正的先河，但其思路仍然建立在"单块镜面"的基础上，而单块镜面的尺寸必然会受到材料和制造工艺的限制，目前最大直径只能做到 9 m。与 VLT 几乎同时研制的美国 10 m KECK 望远镜首创将小镜子拼接成大镜面的"拼镜面主动光学"技术，从而从根本上排除了镜坯尺寸对望远镜向大型化发展的限制。

中国科学院南京天文仪器研制中心(现南京天文光学技术研究所)在上世纪 90 年代开展了主动光学技术的预研究，先后建立了薄镜面主动光学和拼接镜面主动光学两个实验系统，为我国以后新技术望远镜的研制打下了关键的基础。

我国研制成功的大科学装置——LAMOST 望远镜，其光学系统是一个反射施密特系统。由于望远镜是固定在地面上的，当观测不同天体或者对同一个天体跟踪时，要求的反射改正板的面形是不同的。用传统方法，这样的光学系统是不能实现的，苏定强提出了用主动光学技术来实现这类光学系统；而主动光学原来只是用来校正镜面误差(重力变形和热变形)的，因此这是主动光学的一种新的应用。LAMOST 中反射改正板是拼接的，为了使它变形，崔向群等发展了

一种薄镜面和拼接镜面相结合的新型的主动光学。以上两点堪称具有中国特色。

本章介绍薄镜面主动光学和拼镜面主动光学本身的原理，特别是某些波前探测方法的原理，不涉及具体的望远镜或器件。

10.2 薄镜面主动光学

10.2.1 波前检测

薄镜面主动光学的波前检测系统有夏克-哈特曼(Shack-Hartmann)方法、“曲率探测”方法和横向剪切干涉仪方法等，在此介绍夏克-哈特曼方法。

如图1所示，星光成像于望远镜的焦点S，并通过成像镜变成平行光，假设成像镜引入的像差可以忽略不计。望远镜主镜（入瞳）经成像镜所成的像即为望远镜的出瞳，两者为共轭关系。在此平面上设置一个二维的等间隔排列的小透镜阵，所有小透镜的主光线彼此平行，这样在其后的CCD靶面上就获得一个星像的点阵。在此假设主镜的面形误差是产生波前误差的唯一原因；如果主镜面形没有误差，则经主镜后的波前也就没有误差，星像点阵的间隔也就都相等（等于小透镜阵的间隔）；反之则存在波前误差，星像点阵的间隔就会有变化。为了获取波前误差信息，另外设置一个标准点光源S_1，它通过半透棱镜和成像镜之后同样在CCD靶面上成一点阵像，以此作为基准来测量星像点阵的位移，就可以求出波前误差。每一个小透镜只反映主镜某一子口径上波面的整体角度，子口径内部的波面误差将不予考虑。

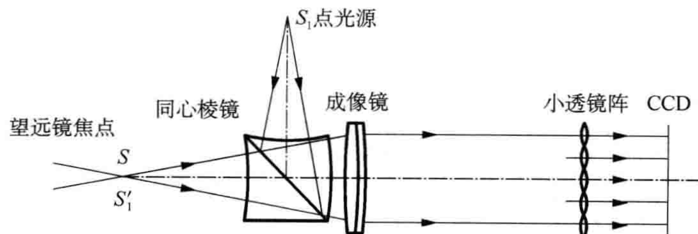


图1 S-H波前检测原理

用x-y坐标平面表示光学系统的一个子午面，x沿光轴方向。设理想的波前（函数）为$x=W_0(y)$，有误差的波前为$x=W_1(y)$，则波前倾斜角度的误差（下称“波前倾斜误差”）为

$$\theta=\frac{\mathrm{d}W_1(y)}{\mathrm{d}y}-\frac{\mathrm{d}W_0(y)}{\mathrm{d}y}=\frac{\mathrm{d}W(y)}{\mathrm{d}y}$$

式中$W(y)=W_1(y)-W_0(y)$为纯粹的波前误差。在图2中，某小透镜处的波前微元的中心为A'，波前误差函数为$W'(y)$；与此相对应的主镜的子口径处的波前微元的中心为A，波前误差为$W(y)$，两处波前倾斜误差分别为

$$\theta=\frac{\mathrm{d}W(y)}{\mathrm{d}y}\quad 和\quad \theta'=\frac{\mathrm{d}W'(y)}{\mathrm{d}y}\tag{1}$$

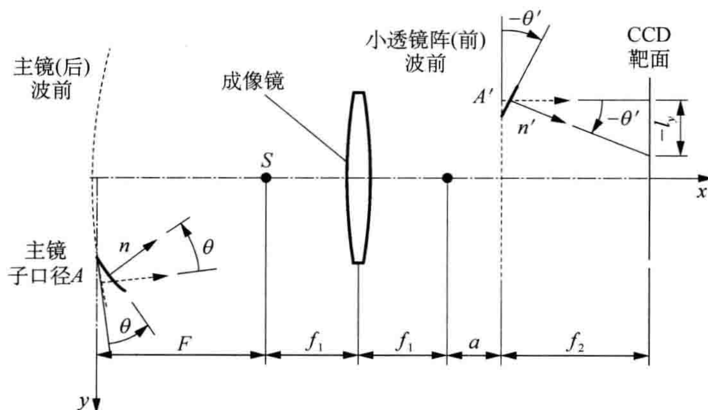


图2　主镜处和小透镜处波前转角的关系

波前倾斜误差等于法线转角，即理想波前的法线和有误差波前的法线之间的夹角。因波前法线就是几何光学意义的光线，它应符合几何光学的成像规律；上述两处法线转角的顶点分别位于主镜口径平面与小透镜平面，为物点和像点的关系，前一转角的两边为入射光线而后一转角的两边为出射光线，并且都符合“近轴条件”（即与光轴的夹角很小），因此有

$$\frac{\theta'}{\theta}=\gamma=\frac{1}{\beta}$$

式中γ和β分别为这一对共轭面的角放大率和横向放大率。由以上关系得

$$\frac{\mathrm{d}W(y)}{\mathrm{d}y}=\beta\theta'\tag{2}$$

关于共轭面上的角放大率概念可以用图 3 加以说明。如图，AB 为物，$A'B'$ 为像，任意入射光线 BC 和 BD 的夹角为 θ；$C'B'$、$D'B'$ 为相应的出射光线，夹角为 θ'；C、D 在入瞳上，C'、D' 在出瞳上，因此 C' 为 C 的像，D' 为 D 的像。连接 AC、AD 以及 $C'A'$、$D'A'$，如前者为入射光线，则后者即为出射光线。在近轴条件下有拉－赫不变量关系：

$$n\eta(\angle CAE) = n'\eta'(\angle C'A'E')$$
$$n\eta(\angle DAE) = n'\eta'(\angle D'A'E')$$

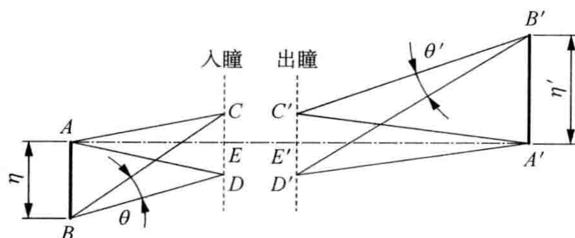


图 3　近轴光路共轭面的角放大率

空气中 $n = n' = 1$，将以上两式相加，得

$$\eta(\angle CAD) = \eta'(\angle C'A'D')$$

在近轴条件下，上式中的两个角度分别等于 θ 和 θ'，因此有

$$\eta\theta = \eta'\theta'$$

于是有

$$\frac{\theta'}{\theta} = \frac{\eta}{\eta'} = \frac{1}{\beta}$$

对于成像镜而言，其横向放大率等于像距和物距之比。注意望远镜焦点和成像镜前焦点重合，由图得横向放大率为

$$\beta = -\frac{f_1 + a}{f_1 + F} = -\frac{f_1 + \frac{f_1^2}{F}}{f_1 + F} = -\frac{f_1}{F} \tag{3}$$

式中 F 和 f_1 分别为望远镜焦距和成像镜焦距，负号表示成倒像。将上式代入 2 式，得

$$\frac{\mathrm{d}W(y)}{\mathrm{d}y} = -\frac{f_1}{F}\theta'$$

再用小透镜焦面上测得的像点的位移量及其焦距之比 l_y/f_2 代替像方波前倾斜误差 θ'，并考虑到实际波前误差为二维函数 $W(y,z)$，应采用偏导数的形式，最后得

$$\frac{\partial W}{\partial y}=-\frac{f}{F}\frac{l_y}{f_2}$$

同理有

$$\frac{\partial W}{\partial z}=-\frac{f}{F}\frac{l_z}{f_2} \tag{4}$$

以上讨论采用图 2 坐标系，公式中焦距取正数，小透镜焦面上的光点偏移 l_y、l_z 以及波前倾斜误差 $\partial W/\partial y$、$\partial W/\partial z$ 按坐标方向取正负。对实际望远镜须按其光路的具体情况来判定波前倾斜误差的正负。

10.2.2　镜面校正力的计算

波前检测结果得到的是主镜子口径中心的波面倾斜误差，取其一半并反号即为该点的角位移校正量。除了 S-H 方法以外，用位移传感器也可以进行检测，所不同的是前者测得的是光学成像信息（倾斜量），后者测得的是机械位移信息（相对法向位移量）。采用位移传感器的好处是不受气流对测量的影响，比较稳定；但因其不能直接反映光学性能，使用前须用波前探测系统来定标。因两者所取的点（下文统称为“检测点”）不一样，须将波前检测所得的结果拟合为多项式曲面函数，再推算位移传感器处的校正量。

除了波前检测外，薄镜面主动光学的另一关键是建立检测点的位移校正量和促动器的作用力之间的函数关系，即建立“薄镜面主动光学的刚度矩阵”。该刚度矩阵不同于有限元模型的“结构总体刚度矩阵”，前者仅反映部分结点自由度之间的弹性关系，而后者是关于全部结点自由度的。薄镜面主动光学的刚度矩阵可用结构分析方法来获得，也可用实测方法来获得，本节讨论前一种方法。结构分析方法要求有限元模型的结点中涵盖力促动器作用点和检测点，如自动划分网格不能做到这一点，可进行人工干预（如移动或增加结点）或人工建模。

有限元结构分析一般采用结构力学的“位移法”，即建立并求解以位移

为未知数的平衡方程式：

$$[K]_n\{\delta\}_n = \{F\}_n \tag{5}$$

一般结构分析时$\{F\}_n$是已知的，只要力学模型合理，就可以解出位移$\{\delta\}_n$，而且是唯一解。主动光学薄镜面结构模型有其特殊性：已知部分结点自由度上的位移，即检测点的法向位移或转角的校正量，共r个；要求解的是指定结点自由度上的载荷，即促动器需要加的力，共s个，其余结点自由度上载荷一律限定为零。这种情况下，应采用以载荷为未知数的"力法"方程组：

$$[f]_n\{F_n\} = \{\delta\}_n \tag{6}$$

式中$[f]_n$为总柔度矩阵，可直接通过单元分析获得，更方便的办法是利用通用有限元分析软件提供的总刚度矩阵$[K]_n$，对其求逆而获得：

$$[f]_n = [K]_n^{-1} \tag{7}$$

只要镜面支撑设计是合理的，$[K]_n$应该是非奇异的，可以求逆。为便于说明问题，假设6式为8阶（结构共有8个自由度），其展开形式如下：

$$\overset{n\ \longrightarrow}{} \quad n\downarrow\begin{bmatrix} f_{1,1} & f_{1,2} & f_{1,3} & f_{1,4} & f_{1,5} & f_{1,6} & f_{1,7} & f_{1,8} \\ f_{2,1} & f_{2,2} & f_{2,3} & f_{2,4} & f_{2,5} & f_{2,6} & f_{2,7} & f_{2,8} \\ f_{3,1} & f_{3,2} & f_{3,3} & f_{3,4} & f_{3,5} & f_{3,6} & f_{3,7} & f_{3,8} \\ f_{4,1} & f_{4,2} & f_{4,3} & f_{4,4} & f_{4,5} & f_{4,6} & f_{4,7} & f_{4,8} \\ f_{5,1} & f_{5,2} & f_{5,3} & f_{5,4} & f_{5,5} & f_{5,6} & f_{5,7} & f_{5,8} \\ f_{6,1} & f_{6,2} & f_{6,3} & f_{6,4} & f_{6,5} & f_{6,6} & f_{6,7} & f_{6,8} \\ f_{7,1} & f_{7,2} & f_{7,3} & f_{7,4} & f_{7,5} & f_{7,6} & f_{7,7} & f_{7,8} \\ f_{8,1} & f_{8,2} & f_{8,3} & f_{8,4} & f_{8,5} & f_{8,6} & f_{8,7} & f_{8,8} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} F_1 \\ 0 \\ 0 \\ F_4 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \delta_1 \\ \Delta_2 \\ \Delta_3 \\ \delta_4 \\ \delta_5 \\ \delta_6 \\ \Delta_7 \\ \Delta_8 \end{Bmatrix} n\downarrow \tag{7'}$$

上式中Δ_i为检测点的位移校正量（数目为r），δ_i为未知位移（数目为$n-r$），F_i为要求的促动器的力（数目为s，没有促动器的自由度上的载荷为零）。这里暂不考虑约束的问题。剔除与0以及δ_i有关的项之后，8式成为

$$\begin{array}{c} \xrightarrow{s} \\ r\downarrow \begin{bmatrix} f_{2,1} & f_{2,4} \\ f_{3,1} & f_{3,4} \\ f_{7,1} & f_{7,4} \\ f_{8,1} & f_{8,4} \end{bmatrix} \end{array} \begin{Bmatrix} F_1 \\ F_4 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \Delta_2 \\ \Delta_3 \\ \Delta_7 \\ \Delta_8 \end{Bmatrix} r\downarrow \tag{8'}$$

或

$$[f]\{F\} = \{\Delta\} \tag{8}$$

此方程组有 s 个未知数，r 个方程式，$r > s$，可用最小二乘法求得最优解：

$$\{F\} = ([f]^{\mathrm{T}}[f])^{-1}[f]^{\mathrm{T}}\{\Delta\} \tag{9}$$

即

$$\{F\} = s\downarrow \overset{\xrightarrow{r}}{[C]}\{\Delta\} \tag{10}$$

式中

$$[C] = ([f]^{\mathrm{T}}[f])^{-1}[f]^{\mathrm{T}} \tag{11}$$

$[C]$ 反映了促动器所需的力和检测点位移校正量之间的关系，为薄镜面主动光学的刚度矩阵。理论上讲，在弹性范围内，刚度矩阵仅仅取决于结构模型，与受力状态无关，因此为常数矩阵。

由于结构的复杂性，建模和计算都会存在误差，导致$[f]$ 和$[C]$ 可能有较大误差；另外，检测所得的位移校正量的分布可能包含较高的空间频率，这些因素可能使得计算出来的校正力太大，或者不能有效降低镜面误差。为了避免这种情况，有文献建议采用“阻尼最小二乘法”，即用下式代替 11 式：

$$\{F\} = ([f]^{\mathrm{T}}[f] + p[I])^{-1}[f]^{\mathrm{T}}\{\Delta\} \tag{12}$$

式中 p 为阻尼因子（正数），$[I]$ 为单位矩阵。文献指出适当选取 p 值，可获得接近 10 式的最优解，并淡化所要求的校正量（$\{\Delta\}$）中高频成分的作用。

10.2.3　用直测法建立刚度矩阵

对 10 式进行微分（注意$[C]$ 为常数矩阵），有

$$\{\mathrm{d}F\} = [C]\{\mathrm{d}\Delta\} \tag{13}$$

式中{$\mathrm{d}F$}是促动器加载的增量,{$\mathrm{d}\Delta$}是表面点法向位移的增量。上式的展开形式为

$$\begin{Bmatrix} \mathrm{d}F_1 \\ \mathrm{d}F_2 \\ \vdots \\ \mathrm{d}F_i \\ \vdots \\ \mathrm{d}F_s \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} c_{1,1} & \cdots & c_{1,j} & \cdots & c_{1,r} \\ c_{2,1} & \cdots & c_{2,j} & \cdots & c_{2,r} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ c_{i,1} & \cdots & c_{i,j} & \cdots & c_{i,r} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ c_{s,1} & \cdots & c_{s,j} & \cdots & c_{s,r} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathrm{d}\Delta_1 \\ \mathrm{d}\Delta_2 \\ \vdots \\ \mathrm{d}\Delta_j \\ \vdots \\ \mathrm{d}\Delta_r \end{Bmatrix} \tag{14}$$

显然其中刚度阵的任何一个元素即为偏导数

$$c_{i,j} = \frac{\partial F_i}{\partial \Delta_j} \tag{15}$$

因此,如仅仅使第 i 个促动器增大一定的力,测出各表面点位移量的增量,并将两者相除,即得到刚度阵第 i 行元素。这样逐一使促动器加力,就可获得刚度矩阵[C]。此方法的好处是省去了结构分析的麻烦,避免了计算误差,而且更为直观。但一次测试的误差可能较大,需进行多次测试,所需时间可能较长。在求刚度矩阵的实践上最好将两种方法结合起来,在分析的基础上再进行实测修正,可能会取得更好的效果。刚度矩阵获得后可以存入计算机备用。另外,实际使用时可以用多次校正来弥补刚度矩阵的精度不足。

值得指出的是,在由已知部分点位移求作用力时,位移量必须是合理的,否则可能出现镜面应力太大,作用力太大或为负数,或者约束反力太大,甚至变形不连续等异常情况,这体现了由镜面材料和结构参数决定的薄镜面主动光学校正能力的限度。

10.3 拼镜面主动光学

10.3.1 由位移传感器的读数求促动器的位移量

如图 4 所示,一般拼镜面主动光学采用六角形子镜。每块子镜有 3 个位

移促动器，可唯一确定子镜"平面"的位置。每相邻两镜的边界（实际两镜之间有一定的距离）上安排两个位移传感器，可确定相邻子镜边界的相对高低差。另外，为了精确调整子镜"共面"（见下文），在（光瞳面上）相邻两镜的边界上还需设置小透镜。

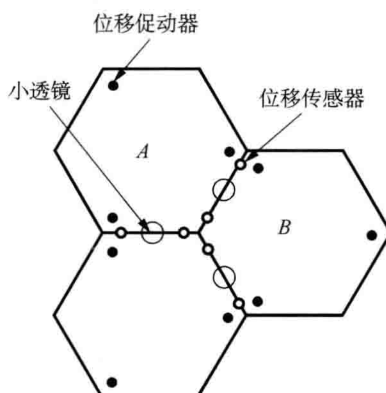


图 4　拼镜面主动光学

设当所有子镜处于正确位置时，所有位移传感器的读数为零。而当位移促动器使子镜上的相应点产生位移 $x_1, x_2, \cdots, x_n$ 时，按照刚体运动规律，任一位移传感器的读数 y_1 决定于与之有关的两镜的位移促动器的位移，但为了统一起见，将其关系表示为：

$$a_{i1}x_1 + a_{i2}x_2 + \cdots + a_{in}x_n = y_i$$

式中，与此位移传感器无关的子镜上的促动器的位移的系数均为零。对所有（m 个）位移传感器写出上述方程式，有

$$\left.\begin{aligned} &a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + \cdots + a_{1n}x_n = y_1 \\ &a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + \cdots + a_{2n}x_n = y_2 \\ &\cdots\cdots \\ &a_{m1}x_1 + a_{m2}x_2 + \cdots + a_{mn}x_n = y_m \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

为了使整个主镜定位，应该让其中一块子镜位置确定，因此上式中的 n 不包括该子镜的位移促动器。上式的矩阵形式为

$$m\downarrow \overset{\xrightarrow{n}}{[A]}\{X\} = \{Y\}$$

以上式子中，系数阵的元素仅仅取决于几何关系，是已知的。当 $m > n$ 时，上式可用最小二乘法求解：

$$[A]^{\mathrm{T}}[A]\{X\} = [A]^{\mathrm{T}}\{Y\}$$

上式的意义，一是根据所需要的位移校正量求各位移促动器的移动量；二是直接用位移促动器的进给量来控制子镜位置。前者实际上就是进行光学定标，定标原则和方法见下文。

10.3.2 共焦检测和调整

理论上通过 S-H 检测和曲面拟合可以计算出每一块子镜的位置误差而一次性校正之。但实际上这一点较难做到，其原因之一是一般每块子镜所对应的小透镜只有少数几块，因而获取信息量不多。原因之二是波前探测对子镜径向位移的灵敏度较小。一般拼镜面主动光学的校正可以分别对子镜倾斜和不共点（见下文）进行校正，图 5(a) 和(b) 分别表示这两种调整的原理。至于子镜中心的径向位置则可在光学装校时用常规手段来测定和调整，其主要标志是子镜相邻边之间能保持适当的间隙。

1. 子镜倾斜调整

子镜倾斜调整就是使各子镜的主光线交于望远镜焦点（即点光源的像）。如果做到这一点，就可以使它们通过小透镜出射后保持平行，于是相应点像间隔就相等（图 5a）。

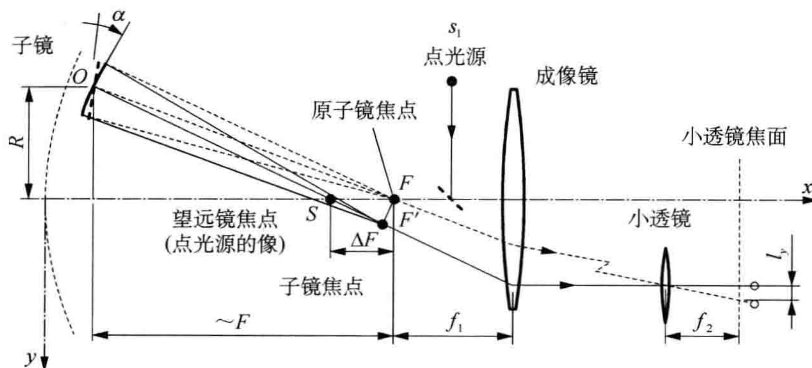
应用前文所讲 S-H 波前检测方法，可得子镜上波面倾斜误差为

$$\frac{\partial W}{\partial y} = -\frac{f_1}{F}\frac{l_y}{f_2} \quad 和 \quad \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{f_1}{F}\frac{l_z}{f_2}$$

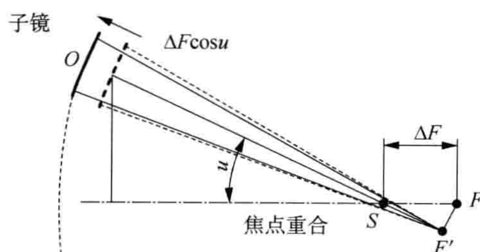
将其取半反号，即得到子镜的倾斜校正量：

$$\alpha_y = \frac{f_1 l_y}{2Ff_2}$$

$$\alpha_z = \frac{f_1 l_z}{2Ff_2} \qquad (17)$$



(a) 子镜倾斜调整



(b) 共点调整

图 5　拼镜面主动光学调整

2. 共点校正

倾斜调整后各子镜焦点可能有轴向差距，即有“离焦量”。共点校正就是通过位移促动器将子镜沿法向平移，使其焦点与望远镜焦点（即点光源的像）重合（图 5b）。为此首先要对其失焦量进行检测。

为了获得焦点位置信息，每块子镜至少覆盖两个小透镜对应的子孔径。如各子镜的焦点沿轴向不共点，则在小透镜焦面上的像点的比例尺必然各不相等。利用这一原理可以测出焦点的前后差。为方便讨论，如图 6 所示，设某子镜与望远镜共轴，望远镜焦点为 S（即点光源的像），子镜焦点为 F，相距 ΔF，成像镜（焦距为 f_1）和小透镜阵（焦距为 f_2）将焦点 S 成像于后者焦面上，为 S'。如子镜未失焦，则孔径 A 的主光线经过 S 和 S'，如子镜失焦，则该主光线经过 F 和 F'，两者在望远镜焦面上横向偏离为 e，在小透镜焦面上横向偏离为 e'，因两者为物像关系，并且成像镜与小透镜之间为平行光路，它们

组成的系统放大率为 f_2/f_1，故有

$$e' = e\frac{f_2}{f_1}$$

考虑到 ΔF 或 e 比 f_1 小得多，如图显见有近似关系：

$$\Delta F = e\frac{f_1}{d} = (k-1)\frac{f_1^2}{f_2} \tag{18}$$

式中 d 为小透镜偏开光轴的距离，k 为表示失调程度的系数，

$$k = \frac{e'+d}{d}$$

实际上，像点对光轴的偏离不太好测，因此可用两个子孔径(图中 A 和 B) 光斑的中心距来代替，即

$$k = \frac{d'_{AB}}{d_{AB}} \tag{19}$$

式中，d_{AB} 为标准距离，即由点光源成像所给定的间距，d'_{AB} 为子镜观测恒星时通过子孔径的光线成像所给定的间距。以上讨论中规定 e 和 e' 向外为正，向内为负；F 在 S 之后则 ΔF 为正，反之 ΔF 为负；其余参数一律取绝对值。

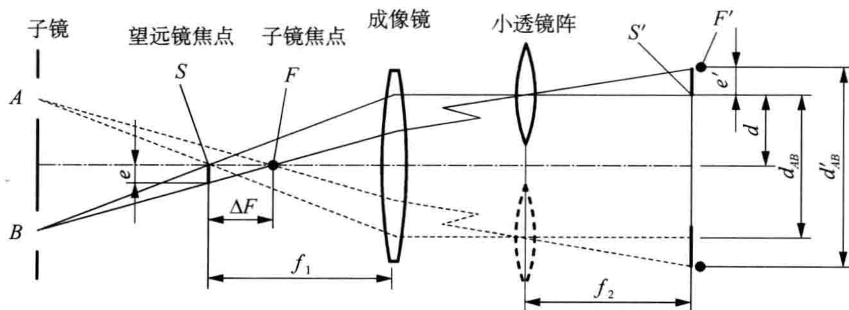


图 6　子镜失焦量的检测

各子镜失焦量测得后即可将其整体平移而校正之。因位移促动器只能沿法向调整，因此要将光轴方向误差折算到子镜法向(图 5b)。

理论上讲只需上述两步即可将子镜调整到位，但是由于存在误差，可能要经过几次调整，当失焦量小到允许范围内时(相当于存在少量球差)，只调子镜倾斜就可以了。

3. 焦面比例一致原则

如子镜焦距不等而望远镜视场较大，则即使共焦后，由于在望远镜焦面上成像比例尺不同，必然导致部分视场的星像模糊。因此在子镜加工时就应尽量使所有子镜的焦距相等，但实际上仍然不可避免存在一定误差。这时权衡利弊，也可考虑另一种选择，即按“焦面比例一致”原则进行校正。为此，须逐一测定各子镜的焦面比例尺并求出其轴向调整量而调整之，这意味着容许部分子镜有少量“失焦”。如失焦量小于或接近子镜焦深，则星像不会过于模糊。测定子镜焦面比例尺的方法是当其单独观测天空时（遮挡其余子镜的光），测定已知角距的两星像之间的距离。

10.3.3　拼镜主动光学的共面检测方法

根据“瑞利四分之一波长准则”，所谓子镜共面就是要求所有子镜对理论反射面的法向偏离不大于 $\lambda/8$，这一点在技术难度上远远超过共焦。

对于拼镜主动光学的共面检测，夏克-哈特曼方法有如下不足之处：

① 只能获得波前的倾斜误差，不能直接得到波前（起伏）误差；

② 各子孔径波前的相位会受到小透镜阵的干扰；

③ 不能确定波长整数倍的相位误差。

以下两种方法已成功地或将要应用于凯克（KECK）望远镜和下一代空间望远镜（NGST）上，作者认为值得参考。

① 边界高差干涉法，用于初步共相；

② 相位复原技术，用于精细共相。

下面主要介绍前一种方法的原理。

1. 边界高差干涉法

该方法是在望远镜的出瞳面上各相邻子镜像的边界处设置小透镜（小光阑），并在其焦面上观察干涉条纹，由此推算子镜的高低差。KECK 的具体方法是在出瞳面上设置一个开有一系列小孔的光阑，每一个小孔对应主镜上某一相邻子镜边界中心处的一个 120 mm 的子口径。子镜口径应小于由观测地大气视宁度和观测波长所决定的大气相干长度，以确保探测结果不受大气干扰；光阑之后的小透镜阵则用一棱镜阵（棱镜尺寸为 2 mm × 3 mm）

加上一块直径 85 mm，$f/1.2$ 的成像透镜所代替。这样在其焦面上获得一系列散开的子口径衍射像，并共用一个 CCD 接受之。

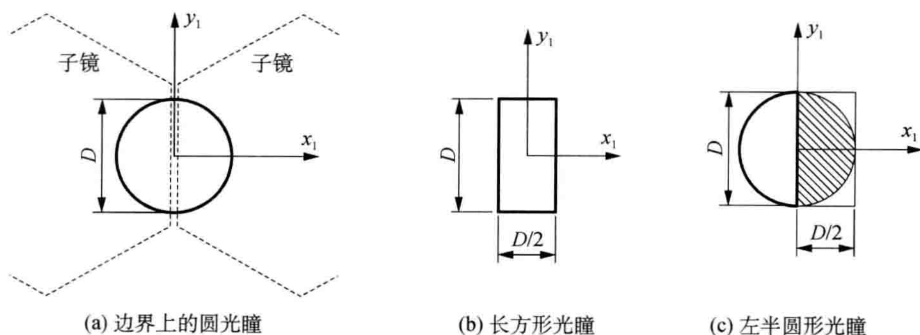
1) 单色光探测

设采用如图 7(a) 所示的直径为 D 的圆形小光瞳，求其左半在透镜焦面上的点扩展函数。根据傅里叶变换的线性性质，它等于圆域函数与右边的长方形光瞳的点扩展函数之差(图 7c)。如边长为 $D\times D/2$ 的长方形光瞳对 y 轴对称，则它在焦面上的点扩展函数为(第三章式 39、40 和 41，图 7b)

$$h_0(x,y)=C(x,y)\frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2 xy}\sin\left(\pi\frac{Dx}{2\lambda z}\right)\sin\left(\pi\frac{Dy}{\lambda z}\right)$$

式中 z 为瞳-像距离，这里即为焦距 f；$C(x,y)$ 为点光源传递函数，在焦面上它为长周期函数，可近似为常数。现将长方形光瞳右移 $D/4$(图 7c)，应用第三章公式(10)，其点扩展函数为

$$\begin{aligned}h_1(x,y)&=h_0(x,y)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\frac{2\pi}{\lambda}\frac{Dx}{4f}}\\&=C(x,y)\frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2 xy}\sin\left(\pi\frac{Dx}{2\lambda f}\right)\sin\left(\pi\frac{Dy}{\lambda f}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\frac{2\pi}{\lambda}\frac{Dx}{4f}}\end{aligned}\tag{20}$$



(a) 边界上的圆光瞳　　(b) 长方形光瞳　　(c) 左半圆形光瞳

图 7　矩形光瞳和圆形光瞳

另一方面，圆形光瞳的点扩展函数为(第 3 章 43 式，令 $r_0=D/2$)

$$h_2(x,y)=C(r)\frac{D\lambda z}{2r}J_1\left(2\pi D\frac{r}{2\lambda z}\right)\tag{21}$$

以上两式中的点光源传递函数相等，并且

$$r=\sqrt{x^2+y^2}$$

于是，左半圆光瞳在透镜焦面上的点扩展函数为

$$h(x,y) = h_2(x,y) - h_1(x,y)$$

作为一般分析，可用某一复数表示左半光瞳的点扩展函数，为(第3章38式)

$$h_1(x,y) = C(x,y)\mathscr{F}\{P_{左半}(x_1,y_1)\}_{f_x=\frac{x}{\lambda z},f_y=\frac{y}{\lambda z}}$$
$$= |h_1(x,y)| e^{ikL(x,y)}$$

式中 $P(\quad)$ 为光瞳函数，$k=2\pi/\lambda$，$L(x,y)$ 为相位因子。因右半光瞳与左半光瞳关于光瞳中心成中心对称关系，应用共轭复数的傅里叶变换公式(横杠表示共轭复数)：

$$\mathscr{F}\{\overline{f(-x,-y)}\} = \overline{F(f_x,f_y)}$$

则右半光瞳的点扩展函数为

$$h_2(x,y) = C(x,y)\mathscr{F}\{P_{左半}(-x_1,-y_1)\}_{f_x=\frac{x}{\lambda z},f_y=\frac{y}{\lambda z}}$$
$$= \overline{h_1(x,y)} = |h_1(x,y)| e^{-ikL(x,y)}$$

另外由于子镜高低差为 δ(相当于总的光程差为 2δ)，将其平均分摊到两子镜上，左半光瞳的光程差增加 δ，右半光瞳的光程差减少 δ，这样两者的实际点扩展函数分别为

$$h'_1(x,y) = |h_1(x,y)| e^{ik[L(x,y)+\delta]}$$
$$h'_2(x,y) = |h_1(x,y)| e^{-ik[L(x,y)+\delta]}$$

总的点扩展函数为

$$h(x,y) = h'_1(x,y) + h'_2(x,y) = |h_1(x,y)| \{e^{ik[L(x,y)+\delta]} + e^{-ik[L(x,y)+\delta]}\}$$
$$= 2|h_1(x,y)| \cos k[L(x,y)+\delta] \tag{22}$$

光强度为

$$I(x,y) = [h(x,y)]^2 = I_0(x,y)\{1+\cos 2k[L(x,y)+\delta]\} \tag{23}$$

式中

$$I_0(x,y) = 4|h_1(x,y)|^2$$

按23式，干涉条纹的可见度为1，但这是根据小光瞳的点扩展函数计算的结果，即理想点光源照明的结果。一般情况，由于实际天体不是理想点光源，并考虑大气色散和仪器像差、杂散光等因素，则干涉条纹的可见度一般小于1，记为 γ，相应干涉像的光强为

$$I(x,y) = I_0(x,y)\{1+\gamma\cos 2k[L(x,y)+\delta]\} \tag{24}$$

图 8 表示在 x 轴上像面光强分布随子镜高低差变化而变化的规律。相位角 $\varphi = 2k[L(x,y) + \delta]$，变化的周期为 $\lambda/2$。

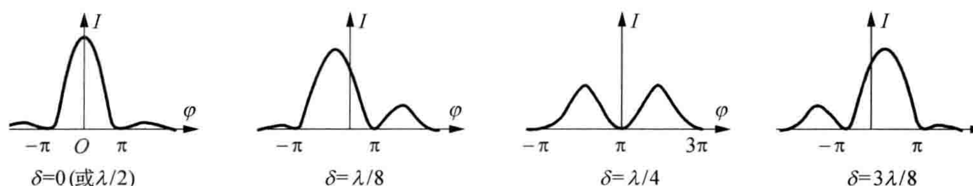


图 8　光强分布与子镜高低差的关系

在具体主动校正方面，KECK 望远镜的做法是先对一系列的子镜高低差（取 $\delta = 0$ 到 $\delta = \lambda/2$ 的 12 个等分点），计算其衍射像，并储存起来备用。使用时将实测的衍射像和备用的衍射像作相关计算，由符合最大相关值的条件来确定边界高低差。测得各相邻子镜的边界高低差以后，再用高精度位移促动器进行精细调整。这种方法不适用于高低差大于 $\lambda/2$ 的情况。

对于 $\delta > \lambda/2$ 的情况可用不同波长的单色光进行检测，原理如下，设

$$\frac{2\pi}{\lambda}2\delta = 2n\pi + \frac{2\pi}{\lambda}2\delta_0$$

$$\frac{2\delta}{\lambda} = n + \frac{2\delta_0}{\lambda}$$

上式中 δ_0 为通过上述求图形相关得出的子镜高低差的可测部分，小于 $\lambda/2$。对于一种单色光，因 n 较难确定，故上式缺乏实用意义。若将波长为 λ_1 和 λ_2 的衍射像的检测结果代入上式并相减，则得

$$2\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)\delta = n_2 - n_1 + 2\left(\frac{\delta_0^2}{\lambda_2} - \frac{\delta_0^1}{\lambda_1}\right)$$

当 λ_2 和 λ_1 相差很小时可使 $n_2 = n_1$，于是有

$$\delta = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}\left(\frac{\delta_0^2}{\lambda_2} - \frac{\delta_0^1}{\lambda_1}\right) = \frac{\lambda_1\delta_0^2 - \lambda_2\delta_0^1}{\lambda_1 - \lambda_2} \tag{25}$$

2）色散条纹探测(Dispersed fringe sensing)

白光色散条纹探测是在单色光探测的基础上，去掉窄带滤光片，用“光栅棱镜”将星光沿 y 轴（子镜相邻边界）进行色散，这样在 CCD 上获得的像的光强分布为（推导从略）：

$$I(x,y) = I_0(x,y)\left\{1+\gamma\cos\frac{4\pi}{ay+\lambda_0}[L(x,y)+\delta]\right\} \tag{26}$$

式中，a 和 λ_0 为色散状态的参数，$I_0(x,y)$ 和 $L(x,y)$ 的形式是已知的；整个函数除了坐标变量外，还有 γ、δ、a 和 λ_0 等待定参数，可用实测和拟合的方法将待定参数求出。这种方法称为“色散条纹探测技术”(DFS)，由“下一代空间望远镜”(NGST) 的研究人员提出，已经试验成功，共面精度约为 $\lambda/4$。

图 9 为色散条纹探测的光强分布的示意图，图中的间断点实为连续条纹。

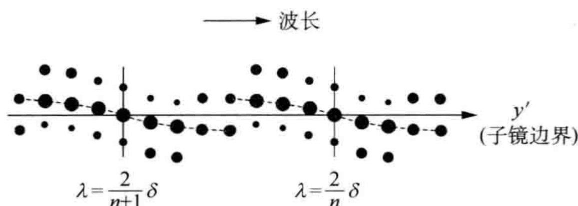


图 9　色散条纹探测的光强分布(示意)

2. 相位复原技术(Phase retrieval)

由波动光学知，当观测点源星时，望远镜焦面上获得的是衍射像的强度信息，为点扩展函数的平方，而相位信息已经消失。相位复原技术是用“猜想的”波前误差建立系统的点扩展函数，由此计算像的强度，并将其与实测像比较；然后再进行数学修正，是一个迭代过程。由于计算工作量较大，所以应用于空间望远镜时，将用地面计算机而不是星上计算机进行运算。对望远镜而言，这一技术无需增加太多的设备，此为其重要的优点。

望远镜通过若干窄带滤光片观测恒星，在焦面前后(如 +/−25 mm，+/−15 mm，等) 以及光瞳面上采集若干图像，然后再用专门的迭代转换算法获得估计的波前误差，再用线性规划等优化算法求最优解，其结果可使波前误差降低到 $\lambda/20$(可见光) 和 $\lambda/60$(红外)。

参考文献

[1] Pierre Y. Bely. The Design and Construction of Large Optical Telescopes [M]. Springer, 2003

[2] Gerard P. Kuiper, Barbara M. Middlehurst. Telescopes [M]. The University of Chicago Press, 1960

[3] 中国大百科全书出版社编辑部. 中国大百科全书:天文学[M]. 北京:中国大百科全书出版社,1980

[4] 程景全. 天文望远镜原理和设计[M]. 北京:中国科技出版社,2003

[5] Matt Johns, Daniel R. Blanco. The WIYN 3.5 Meter Telescope Project [C]. Advanced Technology Optical Telescopes V, 1994

[6] 朱伯芳. 有限单元法原理与应用[M]. 北京:水利电力出版社,1979

[7] 饭塚启吾. 光学工程学[M]. 许菊心,杨国光,译. 北京:机械工业出版社,1982

[8] 钟锡华. 光波衍射与变换光学[M]. 北京:高等教育出版社,1984

[9] 南京工学院数学教研组. 工程数学—积分变换[M]. 北京:人民教育出版社,1978

[10] 王之江. 光学设计理论基础[M]. 北京:科学出版社,1965

[11] 洪韵芳. 天文爱好者手册[M]. 成都:四川辞书出版社,1997

[12] Raymond J. Roark's. Formulas for Stress and Strain. McGRAW-HILL Education, 1989

[13] 胡企千. 大型光学镜子的结构、支承及重力变形计算方法[J]. 光学机械,1983(6):29-44

[14] Stefan J. Medwadowski. Conceptual Design of the Structure of the

UC Ten Meter Telescope[R]. UC TMT Report No. 59，1981

[15] 王其祥. 工程光学原理[M]. 南京：江苏科学技术出版社，1983

[16] Jerry E. Nelson. Telescope Mirror Supports：Plate Deflection on Point Supports[R]. TMT Technical Report，1982

[17] 胡企千. 平移桁架结构分析[J]. 力学与实践，1984，6(2)：39－43

[18] 刘梅，胡企千. 空间太阳望远镜镜筒桁架的优化[J]. 光学精密工程，2003，11(2)：151－156

[19] 王正明，等. 天文光干涉测量[M]. 北京：科学出版社，1996

[20] Daniel Vukobratovich，Guolin Ma. Design and construction of a metal matrix composite ultra-lightweight optical system[J]. SPIE，1995(2542)：142－153

[21] Von Hoerner S. Homologous Deformation of Tiltable Telescopes[J]. Proc，ASCE ST5，1967，93(5)：461－485

[22] 李景镇. 光学手册[M]. 西安：陕西科学出版社，1986

[23] 邱耀辉，吕瑞宁，钱苹，等. 斑点掩模法像复原天文实验初步结果[J]. 天文学报，1992，33(3)：280－286

[24] 苏定强，崔向群. 主动光学——新一代大望远镜的关键技术[J]. 天文学进展，1999(1)：1－14

[25] 邓捷，孙敬颢. 太阳望远镜相关跟踪器[C]. '97 天文望远镜及仪器新技术学术交流会论文集，1997：129－131

[26] O. von der Luehe. A study of a correlation tracking method to improve imaging quality of ground-based solar telescopes[J]. Astronomy and Astrophysics，1983，119(1)：85－94

[27] 赵凯华. 光学(下册)[M]. 北京：北京大学出版社，1984

[28] Gary Chanan，Mitchell Troy，Frank Dickens. Phasing the Mirror Segments of the Keck Telescopes：the Broadband Phasing Algorithm[J]. Applied Optics，1998，37(1)：140－155

[29] Fang Shi，David C. Redding，et al. Segmented Mirror Coarse Phasing with a Dispersed Fringe Sensor：Experiment on NGST's

Wavefront Control Testbed[J]. SPIE, 2003(4850): 318－328

[30] G. E. Brueckner. The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO), Visible Light Coronal Imaging and Spectroscopy[J]. Solar Physics, 1995, 162(1/2): 357－402

[31] Michael Reed Teague. Irradiance Moments: their Propagation and Use for Unique Retrieval of Phase[J]. JOSA, 1982, 72(9): 1199－1209

[32] Michael Reed Teague. Deterministic Phase Retrieval: a Green's Function Solution[J]. JOSA, 1983, 73(11): 1434－1441

[33] Claude Roddier, Francois Roddier . Wave-front Reconstruction from Defocused Images and the Testing of Ground-based Optical Telescopes[J]. JOSA, 1993, 10(11): 2277－2287

[34] A. Papoulis. Systems and Transforms with Applications in Optics [M]. McGraw-Hill Education, 1968

[35] 宣焕灿. 天文学史[M]. 北京:高等教育出版社,1992

[36] 聂清香,等. 天文学基础[M]. 北京:中国人事出版社,1996

[37] 温学诗,吴鑫基. 观天巨眼——天文望远镜的400年[M]. 北京:商务印书馆,2008

[38] 苏定强. 2.16米天文望远镜工程文集[M]. 北京:中国科学技术出版社,2001

[General Information]
书名=望远镜技术与天文测天
作者=胡企千著
页数=288
SS号=13643493
DX号=
出版日期=2014.06
出版社=东南大学出版社